ZEITLICHES UND SPEKTRALES VERHALTEN VON RUBIN-RIESENPULSLASERN

INAUGURALDISSERTATION

der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bern

zur Erlangung der Doktorwürde

vorgelegt von

MAX KELLER

von Kloten (ZH)

Von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag von Herrn Prof. Dr. K. P. Meyer angenommen.

Bern, den 15. Juni 1971

Der Dekan: Prof. K. P. Meyer

Hausdruckerei Institut für exakte Wissenschaften, Bern 1971

Z E I T L I C H E S U N D S P E K T R A L E S V E R H A L T E N V O N R U B I N - R I E S E N P U L S L A S E R N

I N A U G U R A L D I S S E R T A T I O N

der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bern zur Erlangung der Doktorwürde
vorgelegt von

M A X K E L L E R

von Kloten (ZH)

Von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät auf Antrag von Prof. Dr. K. P. Meyer
angenommen.

Bern, den 15.6.1971 Der Dekan

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Einleitung	1
1. Bilanzgleichungen für den Rubinlaser	3
1.1 Termschema	3
1.2 Voraussetzungen für die Herleitung der Bilanzgleichungen	3
1.3 Spontane und stimulierte Uebergänge, Einsteinkoeffizienten	4
1.4 Bilanzgleichungen	6
2. Erzeugung der Inversion; Verstärkung	7
2.1 Pumpvorgang und Lösung der Pumpgleichung	7
2.2 Einwegverstärkung für verlustfreies Medium	9
2.3 Maximal erreichbare Inversion	11
2.31 Absorption des Pumplichts durch Atome in angeregten Zuständen (Excited State Absorption)	11
2.32 Begrenzung der Inversion durch Superstrahlung	14
2.4 Begrenzung der Einwegverstärkung	19
3. Der passive Resonator; Reflektortypen	21
3.1 Die wichtigsten Eigenschaften des passiven Resonators	21
3.2 Reflektortypen	22
4. Inversion und Laseremission im Oszillatorbetrieb	26
4.1 Schwellbedingung; Zeitlicher Verlauf der Inversion und der Laseremission im Oszillatorbetrieb	26
4.2 Spektraler Gehalt der Emission	27
4.3 Experimentelle Bestimmung der relativen Schwellinversion	29
4.4 Bestimmung des Produktes aus Verstärkung und Verlustfaktor	30
5. Erzeugung von Riesenpulsen	31
5.1 Qualitative Betrachtungen	31
5.2 Zur Theorie des Riesenpulslasers	32
6. Lösung der Single-Mode Bilanzgleichungen für den fremdgesteuerten Q-Switch	34
6.1 Der Schaltvorgang	34
6.2 Die Anlaufphase	36
6.3 Abschätzung der Startphotonendichte und der Totalverstärkung	37
6.4 Anlaufzeiten	38

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547616_0022

Seite

6.5 Die Pulsphase beim unendlich schnellen Schalter (K = 0) 38

6.51 Lösung der Bilanzgleichungen in der Pulsphase 39

6.52 Berechnung der Pulsbreite 40

6.6 Energieausbeute, Spitzenleistung 43

6.7 Pulsphase bei Schaltern endlicher Schaltzeit (K > 0) 45

6.8 Mehrfachpulse bei Schaltern mit grosser Schalterkonstanten (K > 100) 49

6.81 Mehrfachpulse durch stufenweisen Inversionsabbau 49

6.82 Unterdrückung von Mehrfachpulsen 50

7. Lösung der Single-Mode Bilanzgleichungen für den selbstgesteuerten Q-Switch 52

7.1 Schaltmechanismus bei ausbleichbaren Flüssigkeiten 52

7.2 Zeitlicher Ablauf des Schaltvorgangs 53

7.3 Anlaufphase, Anlaufzeit 54

7.4 Pulsaufbau, Pulsphase 55

7.5 Mehrfachpulse bei Flüssigkeitsschaltern 56

8. Experimentelle Realisation des Single-Mode Falls 58

8.1 Frequenzselektion 58

8.2 Modenselektion 60

8.21 Natürliche Modenselektion des Flüssigkeitsschalters 60

8.22 Modenselektion durch spezielle Resonatorkonfigurationen 61

8.3 Experimentelle Realisation des Single-Mode Falls 61

8.4 Experimente zum "Few-Mode"-Fall 62

9. Kombination zweier Schaltverfahren; Unterdrückung von Mehrfachpulsen 64

9.1 Schaltvorgang; Schaltzeit 64

9.2 Unterdrückung von Mehrfachpulsen 65

9.3 Optimierung der Schaltparameter 66

9.4 Experimente zur Kombination der Schaltverfahren 67

10. Der Riesenpulslaser grosser Bandbreite (Vielmodenfall) 69

10.1 Multimodeemission im Riesenpulsbetrieb 69

10.2 Emissionsformen im Vielmodenfall 70

10.3 Pulsdauer, Energie und Spitzenleistung im Vielmodenfall 72

Seite

11. Bandbreite der Emission beim fremdgesteuerten Q-Switch 73

11.1 Modell zur Berechnung der Bandbreite 73

11.2 Bestimmungsgleichungen für die Bandbreite 74

11.3 Bandbreite der Emission beim schnellen Schalter (K = 0) 76

11.4 Bandbreite der Emission bei Schaltern endlicher Schaltzeit (K > 0) 77

11.5 Messung der Bandbreite beim Q-Switch mit dem Drehprisma (K = 150) 78

12. Bandbreite der Emission beim selbstgesteuerten Q-Switch 79

12.1 Modell zur Berechnung der Bandbreite beim Flüssigkeits Q-Switch 79

12.2 Messung der Bandbreite beim Flüssigkeits Q-Switch 81

Anhang 83

A.1 Experimentelle Anordnungen 83

A.2 Bestimmung der Schalterkonstanten beim Drehprisma 84

Zusammenfassung 86

Literaturverzeichnis 88

EINLEITUNG

Die vorliegende Dissertation befasst sich mit Fragestellungen, welche im Verlauf der Vorarbeiten zum Bau eines Laser-Telemeters für die Messung der Entfernung von künstlichen Satelliten auftauchten.
Mit diesem Telemeter sollen Satellitendistanzen bis zu 3000 km mit einer Genauigkeit von ± 1 m vermessen werden können, was bis zum heutigen Zeitpunkt nur mit Hilfe von optischen Impulsen möglich ist. Da einerseits die Reichweite des Telemeters von der Pulsenergie und vom Oeffnungswinkel der Strahlung abhängt und anderseits die Messgenauigkeit von der Pulsdauer mitbestimmt wird, legen diese Anforderungen bezüglich Reichweite und Genauigkeit der Messung den zu verwendenden Lichtimpuls im wesentlichen fest.

Es zeigt sich, dass nur ein Riesenpulslaser in Frage kommt. Die benötigten Pulsenergien machen die Verwendung eines Festkörperlasers erforderlich und, aus Gründen der Detektierbarkeit des Echosignals, muss Rubin als Lasermaterial verwendet werden.
Eine ausführlichere Darlegung der Anforderungen an das Telemeter und das Pflichtenheft des Lasers sind in der "Vorstudie zum Satellite-Ranging Projekt" (Interner Bericht des IAP Nr. 68/01) zusammengestellt.

Für den Riesenpulslaser, es wurde eine Kombination von sättigbarem Absorber und rotierendem Prisma als Q-Switch gewählt, ergeben sich im speziellen die Forderungen nach

- der Erzeugung von Riesenimpulsen mit einer Pulsdauer zwischen 10 nsec und 30 nsec und einer Pulsenergie von einigen Wattsekunden und
- der Unterdrückung der Mehrfachimpulse, welche bei allen Verfahren zur Erzeugung von Riesenpulsen entstehen können.

Aus der Forderung nach kurzen intensiven Impulsen und aus den theoretischen Untersuchungen des Zeitverlaufs der interessierenden Grössen im Riesenpulslaser ergibt sich, dass der Einwegverstärkung des Rubins, den Mechanismen, welche die Verstärkung begrenzen können, sowie der Bandbreite der Emission besondere Beachtung geschenkt werden muss.

Aus der Forderung nach Einzelpulsen folgt, dass die beiden verwendeten Q-Switch Verfahren einzeln und in ihrem Zusammenwirken detailliert untersucht werden müssen, insbesondere hinsichtlich ihres Einflusses auf die Pulsparameter (Pulsdauer, Spitzenleistung und Pulsenergie) und auf die Bandbreite der Emission.

Gleichzeitig mit diesen Untersuchungen theoretischer Natur wurde ein Funktionsmuster des Lasers gebaut und bezüglich seines zeitlichen und spektralen Verhaltens untersucht. Die experimentellen Ergebnisse beziehen sich auf Untersuchungen an diesem Funktionsmuster. In vielen Bereichen ergibt sich eine recht gute qualitative Uebereinstimmung von Theorie und Experiment.

Die Resultate zeigen ferner, dass bereits das Funktionsmuster den Anforderungen genügt, welche an den "Satellitenlaser" gestellt werden, sodass die bei diesen Untersuchungen und Experimenten gesammelten Erfahrungen beim Bau des eigentlichen "Satellitenlasers", der anderswo beschrieben wird, grösstenteils verwertet werden konnten.

1. BILANZGLEICHUNGEN FUER DEN RUBINLASER

1.1 Termschema

Das Termschema des Rubins ($Al_2O_3:Cr^{3+}$) zeigt eine Vielfalt von Spektrallinien und Bändern. Wird Rubin als Lasermaterial verwendet, so kann der zeitliche Ablauf der Vorgänge anhand eines vereinfachten Termschemas betrachtet werden (Fig. 1).

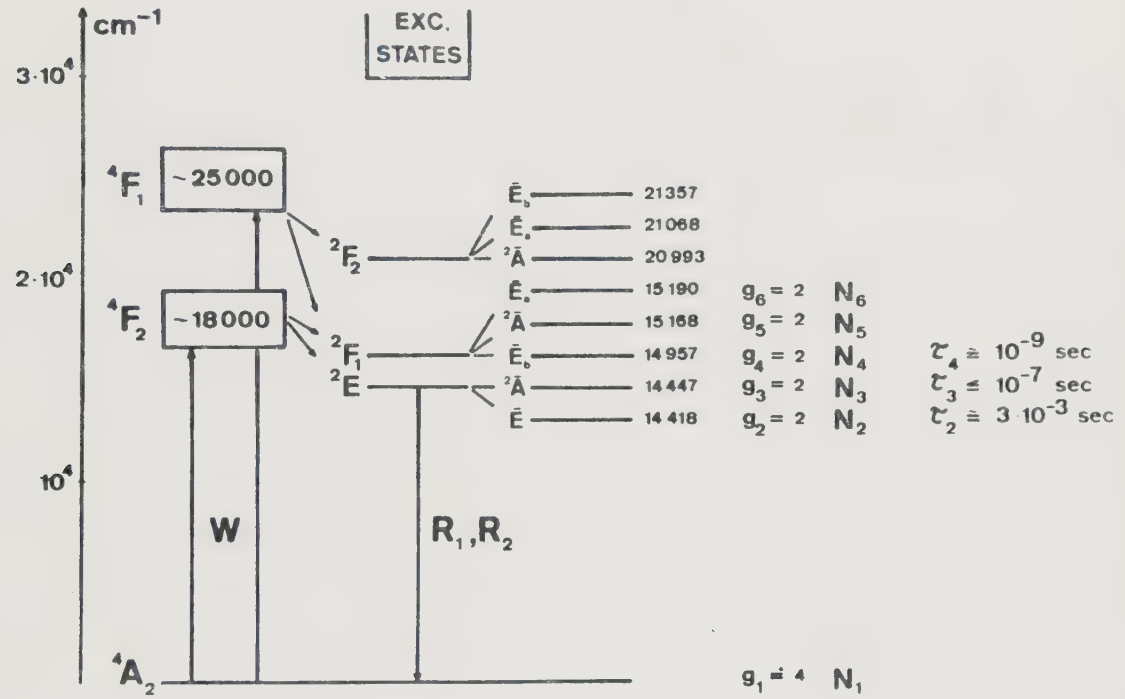


Fig. 1 Vereinfachtes Termschema des Rubins nach [1]. Es bedeuten: W = Anregungsmechanismus; R_1 , R_2 = Fluoreszenzlinien des des Rubins, N_i = Besetzungszahlen der Niveaus, g_i = Gewichtsfaktoren, $_i$ = Lebensdauern.

1.2 Voraussetzungen für die Herleitung der Bilanzgleichungen

- Der Anregungsmechanismus W wirkt nur zwischen den Niveaus $^4A_2$ - $^4F_1$ bzw. $^4A_2$ - $^4F_2$.
- Die Zahl der Atome im $^4F_2$ bzw. $^4F_1$ - Band ist der kleinen Verweilzeit wegen vernachlässigbar (Nach [2] sind diese Verweilzeiten kleiner als 10^{-6} sec). Der Anregungsvorgang kann daher vereinfacht so betrachtet werden, als ob der Uebergang direkt in die Niveaus $^2F_2$, $^2F_1$ und ^2E erfolgt.

- Die Besetzungszahlen in den Niveaus $^2F_2$, $^2F_1$ und ^2E sind durch die Boltzmann-Verteilung gegeben. Somit können die Besetzungszahlen der $^2F_2$ und $^2F_1$ Niveaus ebenfalls vernachlässigt werden, da sich dort bei Zimmertemperatur maximal einige Prozent der Ionen befinden.
- Zwischen den Niveaus $^2\bar{A}$ und $\bar{E}$ herrscht thermisches Gleichgewicht. (Diese Voraussetzung ist nur erfüllt, wenn die Entleerung des Niveaus $\bar{E}$ in Zeiten erfolgt, welche gross gegen die Verweilzeit im Niveau $^2\bar{A}$ sind).
  Damit gilt:

$$N_3 = N_2 \exp\left[-\Delta E_{32}/kT\right] = \gamma N_2 \qquad 1)$$

$$N = N_1 + N_2 + N_3 = \text{Totalzahl der Ionen.} \left[cm^{-3}\right]$$

- Der Laserübergang findet nur zwischen den Niveaus $\bar{E}$ und $^4A_2$ statt (in der R_1-Linie).

Unter diesen Voraussetzungen kann das Termschema des Rubins auf drei relevante Energieniveaus und Bänder reduziert werden (Fig.2).

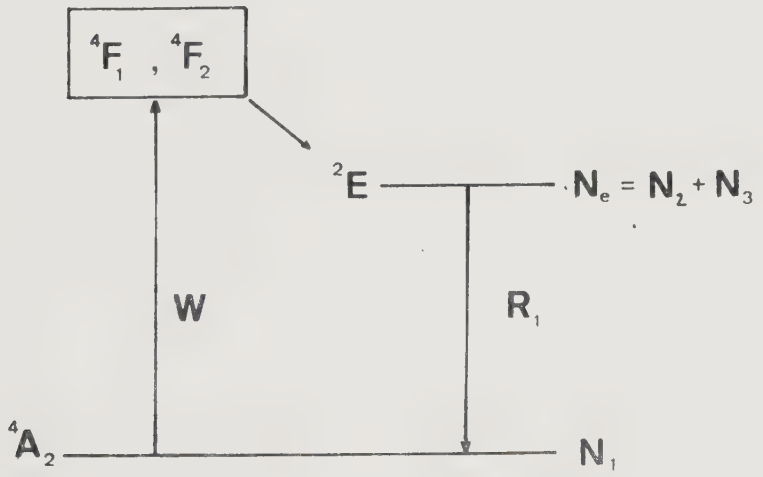


Fig. 2. Rubin als Drei-Niveau-Lasermaterial

1.3 Spontane und stimulierte Uebergänge, Einsteinkoeffizienten

Infolge der endlichen Verweilzeit im Niveau ^2E ($\tau_2 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ sec) fallen angeregte Atome aus dem Niveau ^2E unter Emission eines Photons in den Grundzustand $^4A_2$ zurück. Dieser Uebergang $^2E \rightarrow {}^4A_2$, der ohne Einfluss eines äusseren Feldes stattfindet, wird Spontanemission genannt. Die Uebergangsrate A wird als Einsteinkoeffizient der Spontanemission bezeichnet.

Es gilt:

$$A \equiv \frac{1}{\tau_2} \equiv \frac{1}{\tau} \qquad 2)$$

Unter dem Einfluss eines äusseren Strahlungsfeldes kann ein Atom entweder Energie aufnehmen oder abgeben. Die damit verbundene Absorption resp. Emission eines Photons wird als stimulierter Prozess bezeichnet. Es wird angenommen, [3], die stimulierte Uebergangsrate sei proportional der Energiedichte des stimulierenden Feldes und der Zahl N_i der vorhandenen Ionen $[cm^{-3}]$. Die Uebergangsrate pro Photon W_i wird:

$$W_i = B \cdot N_i \qquad 3)$$

mit

B = Einsteinkoeffizient der stimulierten Emission $[cm^3\ sec^{-1}]$.

Nach [4] hängen sowohl A als auch B vom Dipolmoment des Uebergangs ab. Bei nicht kubischer Symmetrie des Kristalls hängt dieses Dipolmoment von der Polarisation der induzierenden Strahlung, von der Polarisation des atomaren Uebergangs und im kollimierten Fall vom Winkel zwischen der Strahlrichtung und der Kristallhauptachse ab. Bei nicht monochromatischer Energiedichte der induzierenden Strahlung wird der Einsteinkoeffizient B zudem frequenzabhängig. Da die R-Linien des Rubins Lorentzform aufweisen [5], gilt für diese Frequenzabhängigkeit:

$$B(\omega) = B(\omega_o) \cdot f(\omega) \qquad 4)$$

$$f(\omega) = \frac{(\Delta\omega_F/2)^2}{(\omega-\omega_o)^2 + (\Delta\omega_F/2)^2} = \text{Lorentzprofil} \qquad 5)$$

$$B(\omega_o) = \frac{3\pi c^3}{\Delta\omega_F \cdot \omega_o^2} \qquad 6)$$

wobei:

c = Lichtgeschwindigkeit im Medium

ω_o = Mittenfrequenz der Spektrallinie

$\Delta\omega_F$ = Fluoreszenzlinienbreite

Im weitern wird ein mittlerer Einsteinkoeffizient $\overline{B}$ verwendet. Unter Berücksichtigung des Entartungsgrades der beteiligten Niveaus ^2E und $^4A_2$ wird:

$$\overline{B} = B_{12} = \frac{B_{21}}{2} \cong \sigma_R \cdot c \qquad 7)$$

B_{12} = Einsteinkoeffizient für stimulierte Absorption

B_{21} = Einsteinkoeffizient für stimulierte Emission

σ_R = Wirkungsquerschnitt
(für Rubin gilt: $\sigma_R \cong 2 \cdot 10^{-20}\ cm^2$ [6])

1.4 Bilanzgleichungen

Die getroffenen Annahmen, Voraussetzungen und Vereinfachungen ermöglichen die Beschreibung des zeitlichen Ablaufs der Vorgänge im Rubinlaser durch ein System von zwei gekoppelten nichtlinearen Differentialgleichungen. Diese Energie-"Bilanz"-gleichungen für die gespeicherte Anregungsenergie (Inversion) und die Photonendichte wurden zuerst für den Maser aufgestellt. In einer dem Rubinlaser angepassten Form lauten diese Gleichungen für den Fall einer einzigen Eigenschwingung:

$$\frac{d}{dt}\Delta n = -\Delta n(W+A) + N(pW-A) - \varphi\bar{B}\cdot\Delta n\cdot(p+1) \qquad 8)$$

$$\frac{d}{dt}\varphi = \varphi\cdot\Delta n\cdot\bar{B} + \vartheta\frac{(N+\Delta n)}{(3+\varkappa)}\cdot A - \frac{\varphi}{t_R} \qquad 9)$$

Dabei bedeuten:

$\Delta n = \frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1$ = Inversionsdichte $\left[cm^{-3}\right]$

φ = Photonendichte $\left[cm^{-3}\right]$

W = Pumpleistung

$p = \frac{2}{1+\varkappa}$

$\varkappa = \frac{N_3}{N_2}$

ϑ = Bruchteil der Spontanemission der in die laserfähigen Moden emittiert wird.

t_R = Lebensdauer der Photonen im passiven Resonator (Vgl.3.1.)

2. ERZEUGUNG DER INVERSION ; VERSTAERKUNG

2.1 Pumpvorgang und Lösung der Pumpgleichung

Als Pumpvorgang wird die Bestrahlung des Lasermaterials mit Licht zur Erzeugung der für die Laseremission benötigten Inversion bezeichnet. Im folgenden Abschnitt wird die Zeitabhängigkeit der Inversion für den Fall eines impulsförmigen Verlaufs der Anregungsstrahlung (Lichtimpuls einer Blitzlampe) berechnet. Es zeigt sich, dass die Inversion als Funktion der Zeit einen Maximalwert durchläuft. Dieser Maximalwert und das Zeitintervall zwischen dem Einschalten des Pumppulses und dem Erreichen des Maximums hängen von der Dauer, der Form und der Gesamtenergie des Pumpimpulses ab.
Der zeitliche Verlauf der Inversion wird durch Gl.8) beschrieben. Solange die stimulierte Emission vernachlässigt werden darf, reduziert sich Gl.8) zur Pumpgleichung Gl.10):

$$\frac{d}{dt}\,\Delta n = -\Delta n\,(W + A) + N\,(pW - A) \qquad 10)$$

Die Lösung von Gl.10) lässt sich geschlossen nur dann angeben, wenn W zeitunabhängig ist (Rechteckimpuls). Im allgemeinen ist W zeitabhängig. Das bedeutet, dass Gl.10) numerisch integriert werden muss.

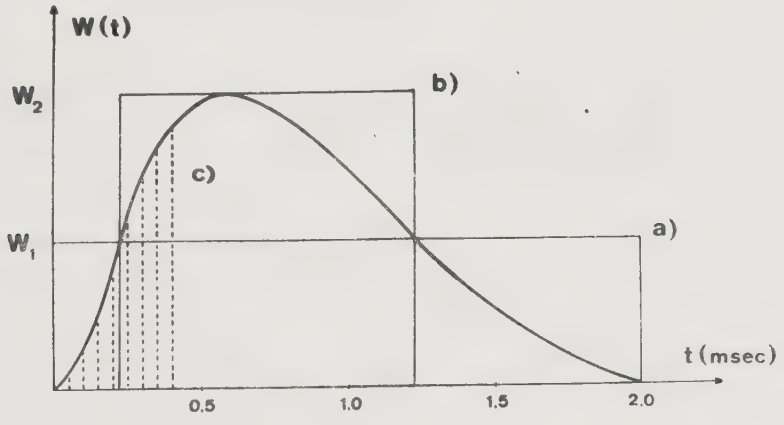


Fig. 3 Pumplichtverlauf und Näherungen zur Berechnung des zeitlichen Verlaufs der Inversion.

Fig. 3 zeigt einen typischen Pumplichtverlauf. Zur Lösung der Pumpgleichung werden für den zeitlichen Verlauf der Pumpleistung W (t) verschiedene Näherungen eingeführt:

a) Rechteckpumppuls der Dauer T' = 2 msec und der Höhe W_1

b) Rechteckpumppuls der Dauer T' = 1 msec mit der Leistung W_2

c) Näherung mit Stützwerten (Werten der Pumpleistung in diskreten Zeitabständen).

In allen Fällen [a), b) und c)] wird die Pumpenergie konstantgehalten.

Lösung der Pumpgleichung

1. Rechteckpumppuls der Dauer T'

Mittels der Methode der Variation der Konstanten wird Gl.10) integriert. Dies ergibt:

$$\frac{\Delta n(t)}{N} = \frac{(pW-A)}{(W+A)} - \frac{(pW+W)}{(W+A)} \exp\left[-(W+A)t\right] \quad (t < T') \qquad 11)$$

$$\frac{\Delta n(t)}{N} = (\Delta n_o+1) \exp\left[-A(t-T')\right] - 1 \quad (t > T') \qquad 12)$$

$$\Delta n_o = \Delta n(T') \qquad 12a)$$

Gl.11) beschreibt den Aufbau der Inversion, Gl.12) das Abklingen mit der Zeitkonstanten $\tau = 1/A$ nach dem Ausschalten der Pumpquelle.

2. Näherung mit Stützwerten

Die Integration der Pumpgleichung erfolgt nach der Runge-Kutta-Methode, bei welcher die Werte von W zu diskreten Zeiten bekannt sein müssen. Von diesem Verfahren sind die genauesten Resultate zu erwarten. Die Ergebnisse der Computerrechnung sind zusammen mit den aus Gl.11) und Gl.12) ermittelten Resultaten in Fig. 4 dargestellt.

3. Ergebnisse

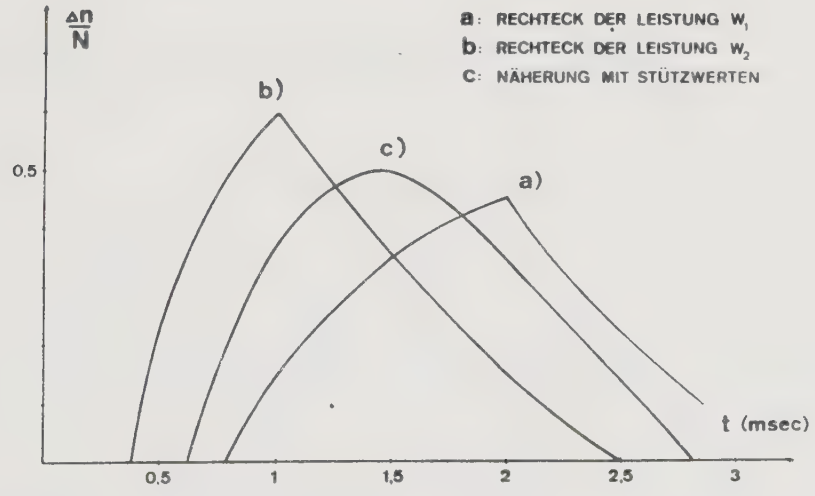


Fig. 4 Zeitlicher Verlauf der Inversion für verschiedene Pumplichtpulse konstanter Energie.

Bei der Berechnung der Kurven in Fig. 4 wird die relative Pumpenergie fE konstantgehalten. Es gilt:

$$fE = W \cdot T' = \int_0^\infty W(t)\, dt = \text{const.} = 2$$

mit E = Pumpenergie ; f = Uebertragungsfaktor; Pumpwirkungsgrad.

Nach Fig. 4 liefern die beiden Rechtecknäherungen und die Näherung mit Stützwerten stark unterschiedliche Resultate. Der Maximalwert der Inversion nimmt mit zunehmender Pulsdauer ab und wird zu späteren Zeiten erreicht, bei den Rechtecknäherungen jeweils am Ende des Pumppulses. Zudem hängt bei der Näherung mit Stützwerten der Zeitpunkt t_m, zu welchem der Maximalwert erreicht wird, von der Pumpenergie ab (Fig. 5).

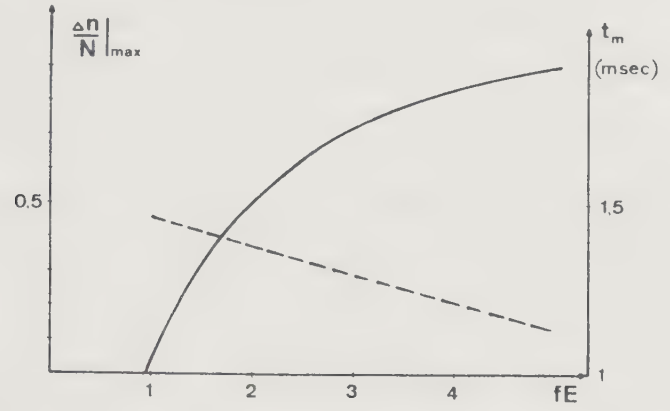


Fig. 5 Näherung mit Stützwerten: Maximalwert der Inversion (durchgezogene Kurve, linke Skala) und Zeitpunkt t_m (gestrichelte Kurve, rechte Skala) als Funktion der Pumpenergie.

Nach Fig. 5 nimmt der Maximalwert der Inversion mit zunehmender Pumpenergie zu und wird zu früheren Zeiten erreicht. In weiten Bereichen der Pumpenergie gilt für den Pumplichtverlauf nach Fig. 3 :

$$1.1 \text{ msec} \leqslant t_m \leqslant 1.4o \text{ msec}$$

2.2 Einwegverstärkung für verlustfreies Medium

Die Einwegverstärkung ist eine der charakteristischen Grössen einer Laseranordnung. Im Hinblick auf die Berechnung von Kenngrössen der Riesenpulse (s.6.5) ist die Kenntnis der Einwegverstärkung unumgänglich.Unter den idealisierenden Annahmen, dass

- im Rubin keine Verluste auftreten
- kein Sättigen des Verstärkers erfolgt,

lässt sich der Maximalwert der Einwegverstärkung abschätzen.

Beim Durchgang durch ein Medium mit homogen verteilten Absorptions- und Emissionszentren wird eine einfallende Intensität I(0) exponentiell abgeschwächt bzw. verstärkt:

$$I(1,\omega) = I(0,\omega) \quad \exp -\alpha(\omega) \cdot 1 \qquad 13)$$

1 = Länge des Mediums

$$\alpha(\omega) = \alpha_o(\omega_o) \cdot f(\omega) = \sigma \left[N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right] \cdot f(\omega) \qquad 13a)$$

= Absorptionskoeffizient $\left[cm^{-1} \right]$.

$$\alpha_o(\omega_o) = \sigma \cdot N \qquad 14)$$

Damit wird Gl.13) für den Fall einer örtlich homogenen Inversion einer Spektrallinie mit Lorentzprofil:

$$G(\omega) = \frac{I(1,\omega)}{I(0,\omega)} = \exp\left[\alpha_o(\omega_o)\cdot f(\omega)\cdot\frac{\Delta n}{N}\cdot 1\right] \qquad 15)$$

$G(\omega)$ = Einwegverstärkung

Die Frequenzabhängigkeit der Verstärkung wird bei der Berechnung der spektralen Breite der Emission wichtig (s.II.1). Zur Abschätzung des Maximalwerts genügt die Betrachtung der Verstärkung in der Linienmitte:

$$\frac{I(1,\omega_o)}{I(0,\omega_o)} = G(\omega_o) = \exp\left[\alpha_o(\omega_o)\cdot\frac{\Delta n}{N}\cdot 1\right] = \exp\left[g_o\cdot 1\right] \qquad 16)$$

$G(\omega_o) = G_o$ = Einwegverstärkung in der Linienmitte

$$g_o = \alpha_o(\omega_o)\cdot\frac{\Delta n}{N} = \text{Verstärkungskoeffizient} \qquad 16a)$$

Der Zusammenhang Gl.16) zwischen Länge, Inversion und Einwegverstärkung ist in Fig. 6 dargestellt.

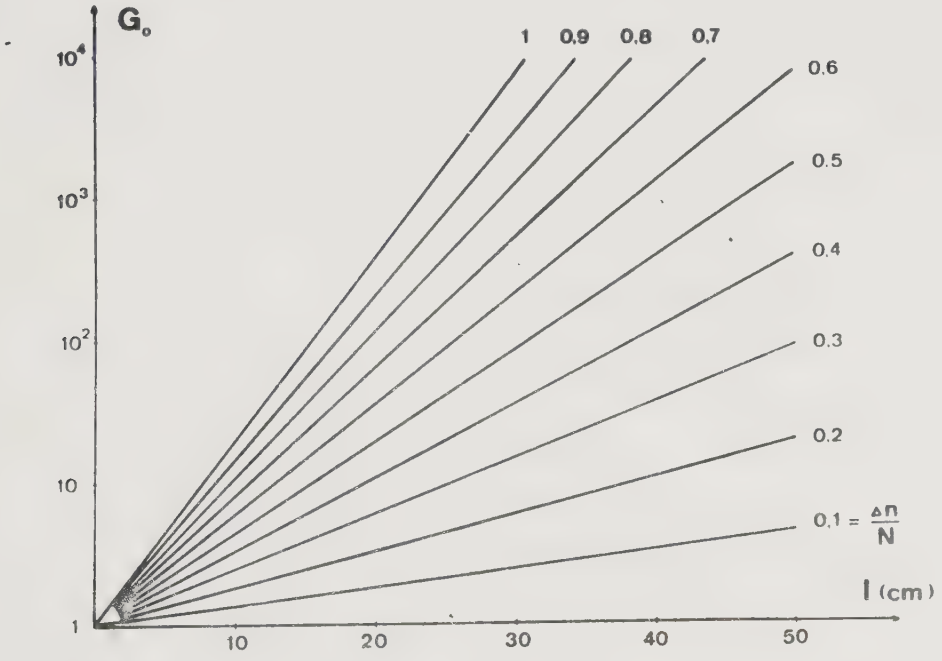


Fig. 6 Einwegverstärkung G_o als Funktion der Länge mit der relativen Inversion $\Delta n/N$ als Parameter $\left[\alpha_o(\omega_o) = 0.3 \text{ cm}^{-1}\right]$.

Die Lösung der Pumpgleichung ergibt für grosse Pumpenergien extrem hohe Werte der relativen Inversion (z.B. $\Delta n/N = 0.9$ bei fE = 5) und, nach Gl.16) bzw. Fig. 6 grosse Werte der Verstärkung, Werte die im Experiment nicht erreicht werden (Vgl. Fig. 21).

Einerseits werden bei der Herleitung der Bilanzgleichungen in der gebräuchlichen Form Gl.8) und 9) die Effekte der "Excited State Absorption" und der Superstrahlung, welche die Inversion begrenzen können,vernachlässigt.Anderseits wurde der Verstärker idealisiert, indem die Verluste im Medium und das Sättigen des Verstärkers vernachlässigt wurden. Diese Effekte und ihre Auswirkungen auf die Inversion bzw. Verstärkung sollen in den folgenden Abschnitten (2.3 ,2.4) näher untersucht werden.

2.3 Maximal erreichbare Inversion

2.31 Absorption des Pumplichts durch Atome in angeregten Zuständen (Excited State Absorption)

Bei der Herleitung der Bilanzgleichungen und bei der Berechnung der Inversion wurde ausser acht gelassen, dass das Pumplicht in anderen Uebergängen als $^4A_2 \rightarrow {}^4F_1$ und $^4A_2 \rightarrow {}^4F_2$ absorbiert werden kann. Ist der Absorptionswirkungsquerschnitt für Uebergänge mit ^2E als Grundzustand genügend gross, so wird diese Absorption mit zunehmender Inversion mehr und mehr spürbar [7] und kann eine drastische Reduktion der maximal erreichbaren Inversion bewirken. Im Folgenden wird der Einfluss einer eventuell vorhandenen "Excited State Absorption" auf die Inversion abgeschätzt. Die Vorgänge können anhand des Termschemas nach Fig. 7 betrachtet werden.

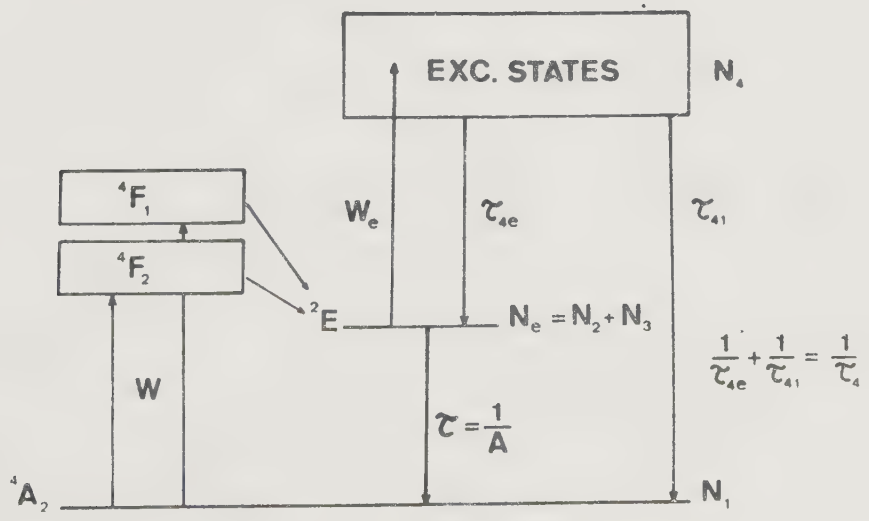


Fig. 7 Vereinfachtes Termschema zur "Excited State Absorption".

Im Termschema Fig. 7 ist die Möglichkeit einer Absorption aus dem Niveau ^2E in die Excited States berücksichtigt. Die Wirkungsquerschnitte für diese Absorption sind in W_e enthalten, die Lebensdauer der Excited States ist summarisch durch τ_4 charakterisiert.

Für die Relaxationsprozesse der Excited States sind mehrere Möglichkeiten denkbar:

- die Lebensdauer τ_4 ist sehr kurz und die Relaxation erfolgt unter Abgabe von Strahlung (optischer Uebergang). In diesem Fall wird die Inversion durch die Excited State Absorption nicht beeinflusst.
- die Lebensdauer der Excited States ist sehr gross. Das bedeutet, dass Pumplicht dazu verwendet wird, die Zahl der aktiven Zentren im Zustand ^2E zu vermindern,also die Inversion zu erniedrigen.
- die Relaxation erfolgt strahlungslos und mit der Lebensdauer τ_{4e} zurück nach ^2E ($\tau_{41} \to \infty$). In diesem Fall wird ein Teil des Pumplichts zum Betrieb eines Kreislaufs $^2E \to$ Excited States $\to {}^2E$ verwendet.Dadurch wird die Inversion begrenzt.
- die Relaxation erfolgt strahlungslos und mit der Lebensdauer τ_{41} zurück nach $^4A_2$ ($\tau_{4e} \to \infty$). Dabei wird die Zahl der Atome im Zustand ^2E vermindert, mithin die Inversion erniedrigt.
- die Relaxation erfolgt strahlungslos in das Niveau ^2E und in den Grundzustand $^4A_2$ (Endliche Lebensdauern τ_{41} bzw. τ_{4e}). In diesem Fall wird die Inversion begrenzt, eventuell sogar erniedrigt.

Zur quantitativen Berücksichtigung der Excited State Absorption muss das erweiterte Bilanzgleichungssystem Gl.17) 18) 19) gelöst werden. Die stimulierte Emission wird dabei vernachlässigt:

$$\frac{d}{dt} N_1 = - N_1 \cdot W + N_e \cdot A + \frac{N_4}{\tau_{41}} \qquad 17)$$

$$\frac{d}{dt} N_e = N_1 \cdot W - N_e \cdot W_e - N_e \cdot A + \frac{N_4}{\tau_{4e}} \qquad 18)$$

$$\frac{d}{dt} N_4 = N_e \cdot W_e - N_4 \cdot \left[\frac{1}{\tau_{41}} + \frac{1}{\tau_{4e}} \right] = N_e \cdot W_e - \frac{N_4}{\tau_4} \qquad 19)$$

$$N_e = N_2 + N_3$$

Darin bedeuten:

$$W = q \cdot \int_0^\infty \sigma_{1\nu} \cdot W(\nu)\, d\nu \quad ; \quad W_e = \int_0^\infty \sigma_{e\nu} \cdot W(\nu)\, d\nu$$

q = Wirkungsgrad des Pumpprozesses des Niveaus ^2E über die Bänder $^4F_1$ und $^4F_2$.

$\sigma_{1\nu}, \sigma_{e\nu}$ = Wirkungsquerschnitt für Absorption aus $^4A_2$ bzw. ^2E

N_4 = Besetzungszahl aller höheren angeregten Zustände

τ_{41}, τ_{4e} = Mittlere Lebensdauer der Uebergänge Excited States $\to {}^4A_2$ bzw. Excited States $\to {}^2E$.

Für den Fall der schnellen Relaxation der Excited States (verglichen mit der Aenderung der Besetzungszahl N_e) kann eine Abschätzung der Grösse des Effekts durchgeführt werden, weil in diesem Fall die Besetzungszahl N_4 immer etwa auf dem stationären Wert bleibt:

$$N_4 = \tau_4 \cdot W_e \cdot N_e \qquad 2o)$$

Gl.2o) in Gl.18) bzw. Gl.17) eingesetzt liefert die modifizierte Pumpgleichung 21):

$$\frac{d}{dt}\Delta n = -\Delta n \left[W(1 + \tau_4 W_e) + \delta W_e + A\right] + N(pW - \delta W_e - A) \qquad 21)$$

wobei

$$= 1 - \frac{\tau_4}{\tau_{4e}} = \frac{N_4/\tau_{41}}{N_4/\tau_4} = \text{Bruchteil der Atome in den Excited States, welche direkt nach } {}^4A_2 \text{ zurückkehren.}$$

Numerische Integration

Für einen zeitabhängigen Verlauf der Pumpleistung W muss Gl.21) numerisch integriert werden. Geeignete Werte für die Parameter δ, τ_4, W und W_e sind nach [7] :

$10^{-9}\text{sec} < \tau_4 < 10^{-3}\text{sec}$; $0{,}05 < \delta < 0{,}2$; $W_e = 3{,}6\ W$

Resultate

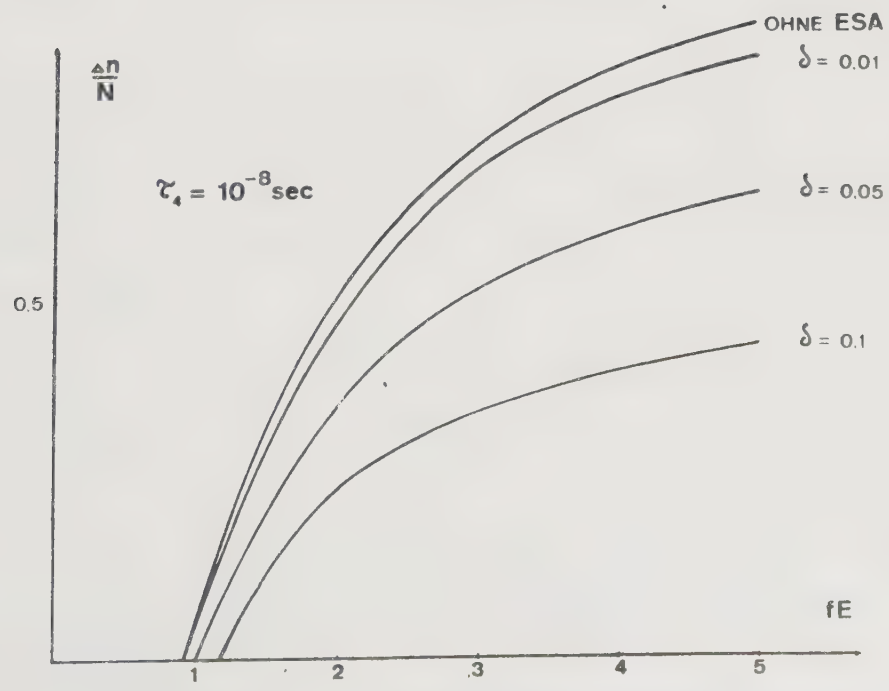


Fig. 8 Maximalwerte der Inversion als Funktion der Pumpenergie unter Berücksichtigung der Excited State Absorption(ESA).

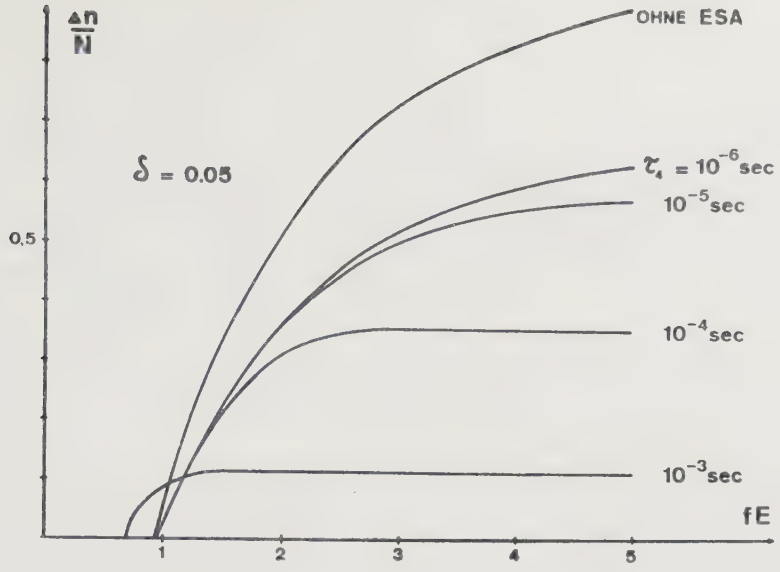


Fig. 9 Begrenzung der maximal erreichbaren Inversion durch Excited State Absorption.(ESA)

Die Resultate Fig. 8,Fig. 9 zeigen, dass die Excited State Absorption durchaus in der Lage ist, die Inversion zu begrenzen und damit die maximale Einwegverstärkung erheblich zu verkleinern. Präzisere Aussagen sind nicht möglich, da die verschiedenen Lebensdauern und Wirkungsquerschnitte zu wenig genau bekannt sind. Eine Nachprüfung des Einflusses der ESA ist durch Ausfiltern des Pumplichts mit Wellenlängen $\lambda < 3000$ Å möglich,da hiermit die intensive ESA bei $\lambda \approx 2600$ Å [7] eliminiert wird.

2.32 Begrenzung der Inversion durch Superstrahlung

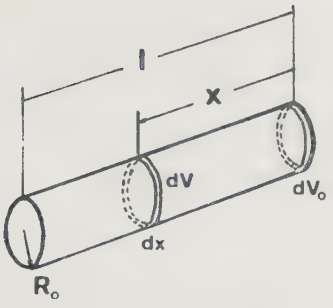
Die Pumpgleichung Gl.9) enthält nur den Verlustterm, der angibt, wieviel der Inversion durch unverstärkte Spontanemission verlorengeht. Der Maximalwert der erreichbaren Inversion ist dabei nur durch das Pumplicht bestimmt.

Bei hoch invertierten Medien kann jedoch ein spontan erzeugtes Photon auf seinem Weg durch das Medium stimulierte Emission verursachen und somit die Inversion abbauen. Dieser Verlustmechanismus, die stimuliert verstärkte Spontanemission, wird Superstrahlung genannt.

Im folgenden sollen die Bedingungen abgeschätzt werden, unter welchen die Superstrahlung einen wesentlichen Einfluss auf die Inversion nimmt.

Qualitative Aussagen

Die Betrachtungen werden für ein zylinderförmiges Medium (Fig. 1o) durchgeführt.Dabei wird angenommen,der Stab sei homogen invertiert und sein Durchmesser sei klein verglichen mit seiner Länge.



l = LÄNGE DES STABES
R_o = STABRADIUS ($R \ll L$)
dV, dV_o = VOLUMENELEMENTE $= \pi \cdot R_o^2 dx$

Fig. 1o Zylindergeometrie des Mediums; Bezeichnungen

Mit den geometrischen Verhältnissen nach Fig. 1o lässt sich näherungsweise angeben, wieviele Photonen der stimuliert verstärkten Spontanemission den Stab am einen Ende (z.B. bei $x = 0$) pro cm^2 und sec verlassen, immer unter der Annahme, dass dabei die Inversion überall konstant bleibt. Anschliessend wird die durch den Photonenfluss im Volumenelement dV_o hervorgerufene Inversionsänderung ermittelt. Wird verlangt, dass die Inversionsänderung durch Superstrahlung einen bestimmten Wert nicht überschreiten darf, so resultiert eine Beziehung zwischen der Inversion, der Inversionsänderung und der maximal zulässigen Stablänge (l_{crit}).

Die Erzeugungsrate von Photonen im Volumenelement dV an der Stelle x durch die Spontanemission beträgt:

$$d\varphi'_x = N_e \cdot A \cdot dV \qquad \left[\text{Photonen / sec}\right] \qquad 22)$$

Von diesen Photonen wird nur ein Bruchteil in den durch die Stabendfläche aufgespannten Raumwinkel $\Delta\Omega$ emittiert:

$$d\varphi'_{x,\Delta\Omega} = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot N_e \cdot A \cdot dV \qquad \left[\text{Photonen / sec}\right] \qquad 23a)$$

$$\frac{\Delta\Omega}{4\pi} = \frac{\pi \cdot R_o^2}{4\pi x^2} \qquad (R_o \ll x) \qquad 23b)$$

Dieser Beitrag zur Photonenflussrate bei $x = 0$ aus dem Volumenelement an der Stelle x wird verstärkt:

$$d\varphi'_{x=0} = d\varphi'_{x,\Delta\Omega} \cdot \exp\left[\Delta n \cdot \sigma \cdot x\right] \qquad 24)$$

Bezogen auf die Endfläche des Stabes ergibt sich:

$$d\varphi^* = \frac{d\varphi'_{x=0}}{\pi R^2} = \frac{R_o^2}{4} \frac{(\Delta n + N)}{(p+1)} A \cdot \frac{\exp\left[\Delta n \cdot \sigma \cdot x\right]}{x^2} dx \qquad \left[\frac{\text{Photonen}}{cm^2 \cdot \text{sec}}\right] \qquad 25)$$

Der totale Photonenfluss bei $x = 0$ setzt sich aus den Beiträgen aller Volumenelemente zusammen:

$$\varphi^* = \frac{R_o^2}{4} \frac{(\Delta n+N)}{(p+1)} \cdot A \int_o^\ell \frac{\exp[\Delta n \cdot \sigma \cdot x]}{x^2} \, dx \qquad 26)$$

= Anzahl Photonen, welche pro cm^2 und sec aus dem Stab austreten.

Gl.26) ist nicht geschlossen lösbar, das Aufzeichnen des Integranden gibt jedoch nach [8] Aufschluss über das Verhalten des Integrals (Fig. 11)

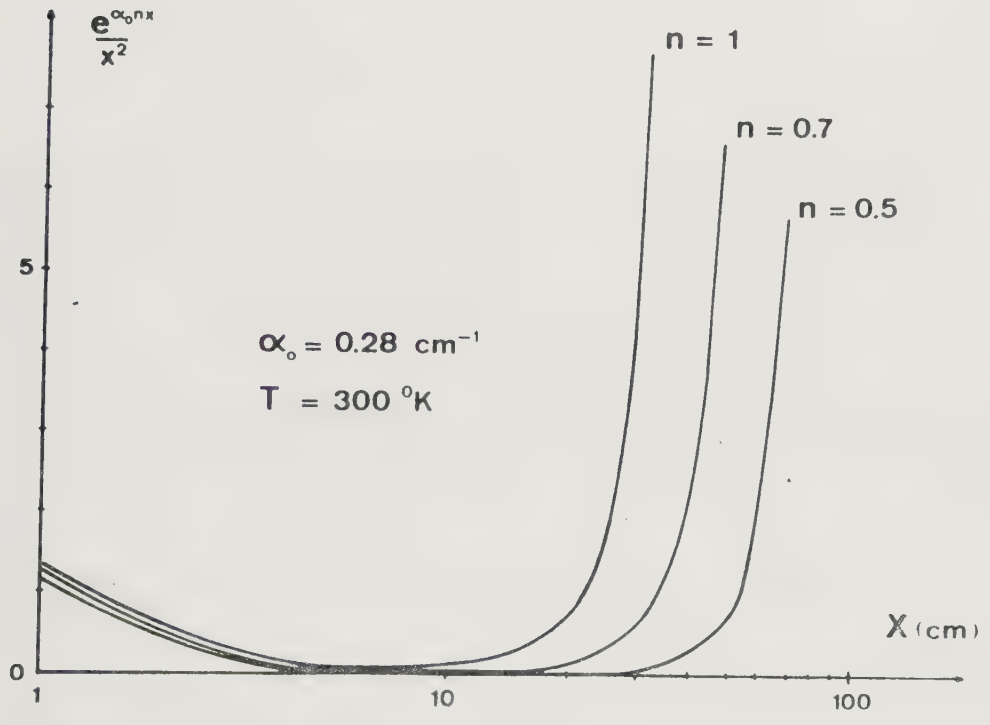


Fig. 11 Kriterium für merklichen Einfluss der Superstrahlung auf die Inversion (für Rubin).

Wird der mögliche optische Weg x im Rubin so gross, dass der Integrand aus Gl.26) stark anwächst, so ist zu erwarten, dass auch der resultierende Photonenfluss φ^* gross wird und die Inversion stark erniedrigt. Unter den Bedingungen nach Fig. 11 ergibt sich eine kritische Länge x_{crit}, für welche gilt:

$$x_{crit} > 2o \text{ cm}$$

Abschätzung der Grösse des Effekts

Die Grösse des Effekts kann unter der Annahme, dass das Volumenelement bei $x = 1$ den grössten Beitrag zum Photonenfluss bei $x = 0$ liefert, abgeschätzt werden. Mit dieser Annahme lässt sich die Integration in Gl.26) durchführen.

$$\varphi^* = \frac{R_o^2}{4 \cdot l^2} A \frac{(\Delta n+N)}{(p+1)} \frac{1}{\sigma \cdot \Delta n} \left[\exp(\Delta n \cdot \sigma \cdot l) - 1\right] \qquad 27)$$

Bei der Herleitung von Gl.27) wurde angenommen, dass die Inversion durch den Photonenfluss nicht geändert wird. Aus der Bilanzgleichung Gl.8) kann für diesen Fall ein momentaner Gleichgewichtswert der Inversion entnommen werden:

$$\Delta n(x, \varphi^*=0) = \frac{N(pW - A)}{(W+A)} \qquad 28)$$

Wird die Inversionsänderung durch die verstärkte Spontanemission berücksichtigt, so ergibt sich als momentaner Gleichgewichtswert:

$$\Delta n(x, \varphi^*) = \frac{N(pW - A)}{(W+A) + \sigma \cdot \varphi^*(p+1)} \leqslant n(x, \varphi^*=0) \qquad 29)$$

Durch die Superstrahlung wird die Inversion erniedrigt. An der Stelle $x = 0$ (am Stabende) wird ein Abbau der Inversion um den Faktor $(1-\varepsilon)$ zugelassen:

$$\Delta n(x=0, \varphi^*) = (1-\varepsilon) \cdot \Delta n(x=0, \varphi^*=0) \qquad (\varepsilon \ll 1) \qquad 3o)$$

Unter Verwendung von Gl.3o) ergibt sich aus den Gl.29) und 28) der maximal zulässige Photonenfluss:

$$\varphi^*_{max} = \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon)} \frac{(W+A)}{\sigma \cdot (p+1)} = \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon)} \frac{A}{\sigma \cdot (p - \Delta n/N)} \qquad 31)$$

Ein Vergleich von Gl.31) mit Gl.27) liefert eine transzendente Gleichung (Gl.32), deren Lösung angibt, bei welcher Länge l des aktiven Mediums durch die verstärkte Spontanemission eines Volumenelements am einen Stabende die vorhandene relative Inversion $\Delta n/N$ am andern Stabende um den Faktor $(1-\varepsilon)$ abgebaut wird:

$$\frac{R_o^2}{4 \cdot l^2} \frac{(\Delta n+N)}{\Delta n} \frac{1}{(p+1)} \left[\exp(\Delta n \cdot \sigma \cdot l) - 1\right] = \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon)} \frac{1}{(p - \Delta n/N)} \qquad 32)$$

Gl.32) kann graphisch gelöst werden. Die Lösung ist für je zwei Werte der Parameter R_o und ε in Fig. 12 gezeigt.

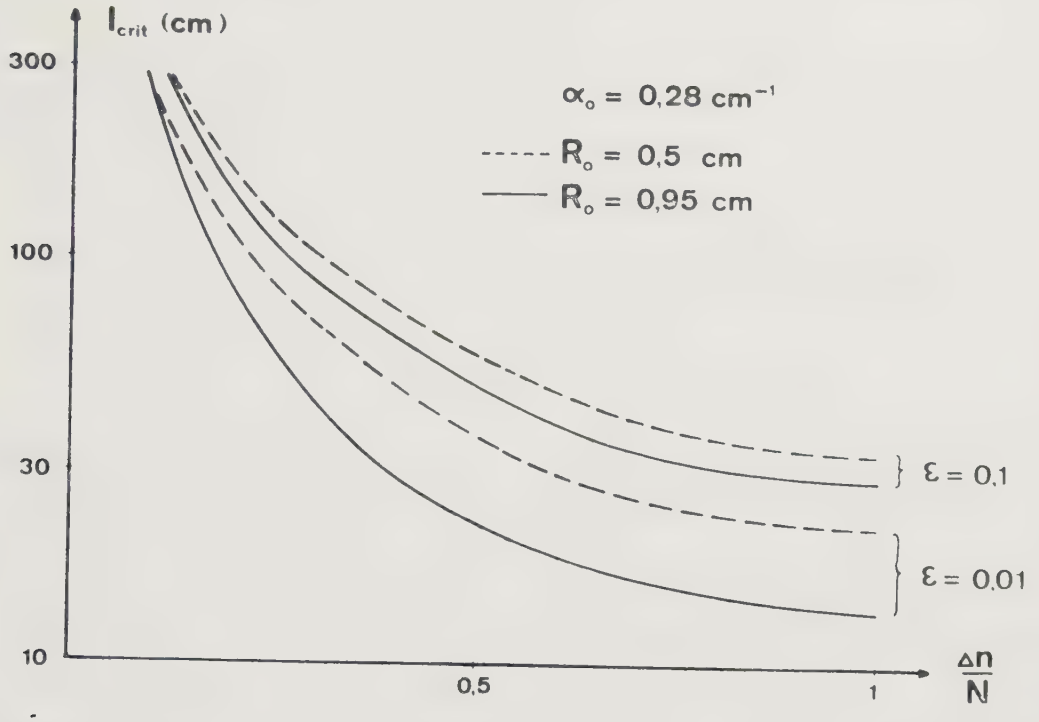


Fig. 12 Kritische Länge des Rubins als Funktion der relativen Inversion mit der Inversionsänderung ε und dem Stabradius R_o als Parameter.

Aus Fig. 12 geht hervor, dass unter extremen Bedingungen (sehr starkes Pumpen, relativ grosser Stabradius und minime Inversionsänderung) die kritische Länge $l_{crit} \geq 14$ cm wird. Soll die Inversion nicht um mehr als 10% ändern, wird $l_{crit} \geq 29$ cm . Für eine Stablänge von 20 cm (10 cm) wird $\varepsilon_{max} \approx 2\%$ (0,3%).

Aus Fig. 12 lässt sich (unter Verwendung von Fig. 6) ermitteln, dass die Superstrahlung bei Einwegverstärkungen von $G_o \approx 10^3$ einsetzt. Dieser Wert steht in Uebereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen [9].

In Ref. [10] wird, in Abhängigkeit von der Stablänge, die Zeit errechnet, die verstreicht, bis 10% der angeregten Ionen den angeregten Zustand verlassen haben. Für mässig gepumpte Stäbe ($\Delta n/N \approx 0{,}5$) wird der Zerfall für Längen bis zu $l = 40$ cm von der normalen unverstärkten Spontanemission beherrscht, also $l_{crit} \geq 40$ cm.

2.4 Begrenzung der Einwegverstärkung

Die ideale Einwegverstärkung nach Gl.16) wird durch Verluste im Lasermaterial (z.B. Streuverluste oder Absorption der Laserwellenlänge [11], sowie durch das Sättigen des Verstärkers verringert.

Verluste

Unter der Annahme, die Verlustzentren seien homogen verteilt, wird die Einwegverstärkung:

$$G = G_o \exp(-\beta \cdot l) = G_o V_s \qquad 33)$$

$$\beta = -\frac{1}{l} \ln V_s = \text{Verlustkoeffizient } \left[cm^{-1}\right] \qquad 33a)$$

$$V_s = \text{Verlustfaktor} \qquad 33b)$$

Sättigung des Verstärkers

Die Gleichungen 16) und 33) beschreiben das Kleinsignalverhalten des Verstärkers. Sie gelten nur solange, als durch das Signal die Inversion an irgendeiner Stelle im Medium nicht geändert wird. Werden beliebige Eingangssignalintensitäten zugelassen, so gelten Gl.16) bzw. 33) nur in differentieller Form [12].

1. Verlustfreier Verstärker mit homogen verbreiterter Linie

Aus Gl.16) wird:

$$dI = I(x) \cdot g(x)\, dx \qquad (0 \leq x \leq l) \qquad 34)$$

$$g(x) = g_o \frac{1}{1 + I(x)/I_s}$$

$$I_s = \hbar\omega / 2 \cdot \sigma_R \cdot \tau = \text{Sättigungsintensität (für Rubin ist: } I_s \approx 2 \cdot 10^3 \text{ W/cm}^2) \qquad 35)$$

$$\hbar\omega = \text{Quantenenergie}$$

Die Integration von Gl.34) über die Länge l ergibt:

$$g_o \cdot l = \ln \frac{I(1)}{I(0)} + \frac{I(1) - I(0)}{I_s} \qquad 36)$$

oder

$$G = G_o \exp\left[-\frac{I(1) - I(0)}{I_s}\right] \qquad 37)$$

Die Lösung der transzendenten Gleichung 37) ist für einige Werte des Parameters G_o in Fig. 13 gezeigt.

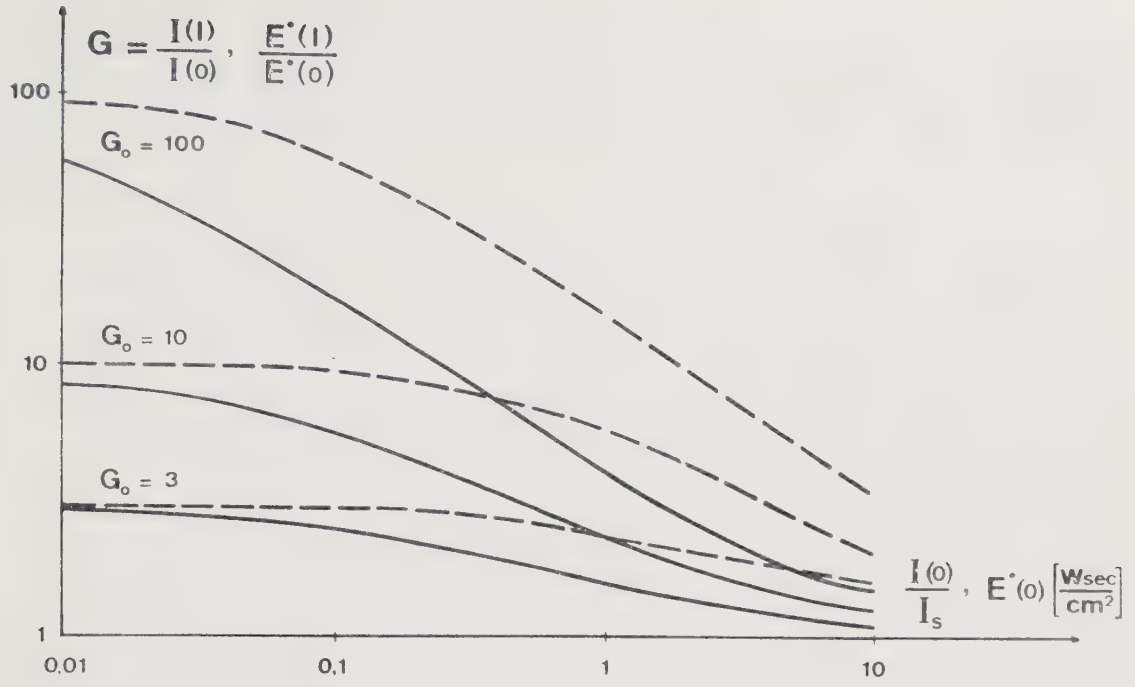


Fig. 13 Einwegverstärkung für ein kontinuierliches Eingangssignal $I(0)$ als Funktion der relativen Intensität $I(0)/I_s$ (durchgezogene Kurven) und Einwegverstärkung eines pulsförmigen Eingangssignals (Rechteckpuls) der Energiedichte $E^*(0)$ nach [12] (durchbrochene Kurven). Parameter ist die Kleinsignalverstärkung G_o.

Aus Fig. 13 ist ersichtlich, dass sich bei Kleinsignalverstärkungen von $G_o \approx 10$ die Sättigung für kontinuierliche Eingangssignale schon bei Eingangsintensitäten bemerkbar macht, welche weit unterhalb der Sättigungsintensität liegen (bei $I(0)/I_s \approx 10^{-2}$). Mit zunehmender relativer Eingangsintensität wird die resultierende Einwegverstärkung G immer kleiner. Bei $I(0)/I_s \approx 10$ gilt auch für sehr grosse Kleinsignalverstärkungen:

$$1 \leqslant G \leqslant 2 \ .$$

Zum Vergleich zeigt Fig. 13 aus Literaturangaben [12] ermittelte Werte für die Energieverstärkung eines rechteckförmigen Eingangssignals der Dauer $\Delta t \approx 10^{-8}$ sec.

2. Verstärker mit Materialverlusten V_s

Werden die Materialverluste V_s berücksichtigt, so wird die maximal erreichbare Einwegverstärkung durch die kombinierte Auswirkung von Sättigung und Verlusten noch weiter reduziert.

3. DER PASSIVE RESONATOR ; REFLEKTORTYPEN

Ein Laseroszillator in der gebräuchlichsten Konfiguration (Fig. 14) besteht aus dem aktiven Medium (Laserstab) und den beiden Spiegeln S_1 und S_2 .

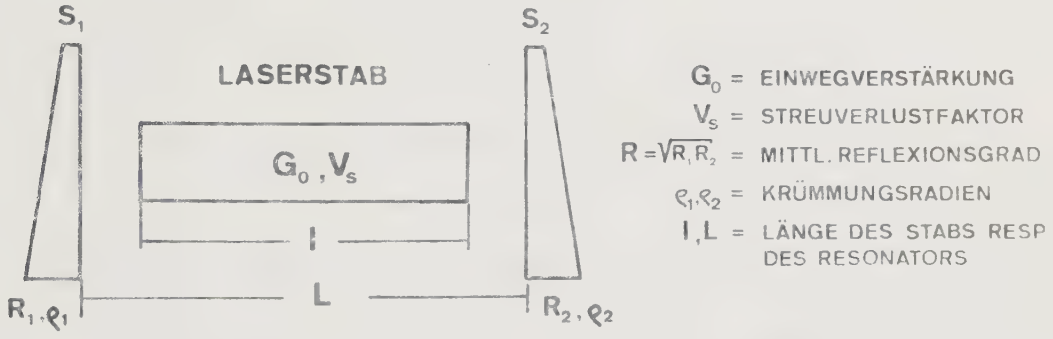


Fig. 14 Prinzipaufbau eines Lasers für den Oszillatorbetrieb.

Falls für das Produkt aus Einwegverstärkung G_0 , Rückkopplung R und Verlusten V_s die Bedingung $G_0 \cdot R \cdot V_s \ll 1$ erfüllt ist, so befindet sich der Oszillator weit unterhalb der Schwelle der Selbsterregung. In diesem Fall bildet das System in Fig. 14 einen sogenannten passiven optischen Resonator, dessen Eigenschaften in der Literatur [13-16] ausführlich beschrieben sind.

3.1 Die wichtigsten Eigenschaften des passiven Resonators

- Im Resonator können nur bestimmte Schwingungsformen (Eigenschwingungen,Moden) mit charakteristischen Feldverteilungen und Resonanzfrequenzen existieren. Durch die Wahl des Spiegelabstands L und der Krümmungsradien ϱ kann der Resonator bezüglich der möglichen Modentypen und deren Resonanzfrequenzen innerhalb weiter Grenzen beeinflusst werden.
  Es gilt:

$$\Omega = c/2L^* = \text{Frequenzdifferenz zwischen zwei benachbarten Moden gleichen Typs = Modenabstand (für } L^* = 1 \text{ m wird } \Omega \cong 1{,}5\ 10^8 \text{ Hz)} \qquad 38)$$

$$L^* = L + l(\eta - 1) = \text{Optische Länge des Resonators} \qquad 38a)$$

η = Brechungsindex des Lasermaterials

- Wegen der endlichen radialen Ausdehnung des aktiven Mediums treten Beugungsverluste V_B auf, deren Betrag von der speziellen Feldverteilung des Mode abhängt.

- Die Einschwing- und Abklingzeiten des Resonators, die Bandbreite der Moden im passiven Resonator und die Resonatorgüte hängen von den Gesamtverlusten durch Beugung, Streuung, Absorption und Auskopplung ab. Es gilt:

$$t_R = \frac{-t_L}{\ln RV_sV_B} = \text{Einschwing- bzw. Abklingzeit des Resonators} \qquad 39)$$

$$t_L = L^*/c = \text{Laufzeit im Resonator} \qquad 40)$$

$$R \cdot V_s \cdot V_B = \text{Verlustfaktor des Resonators} \qquad 41)$$

$$\delta\omega = 1/t_R = \text{Bandbreite des Mode im Resonator} \qquad 42a)$$

$$Q = \omega/\delta\omega = \omega \cdot t_R = \text{Güte des Resonators} \qquad 42b)$$

- Da die verschiedenen Eigenschwingungstypen unterschiedliche Beugungsverluste erleiden, hängen die Einschwingzeit bzw. Abklingzeit, die Bandbreite der Moden und die Resonatorgüte vom Modentyp ab.

- Bei Resonatoren grosser Fresnelzahl, wie sie bei Festkörperlasern üblich sind, sind die Beugungsverluste V_B klein. Für Moden niedriger transversaler Ordnung darf in guter Näherung $V_B = 1$ gesetzt werden. Damit wird Gl.39):

$$t_R = \frac{-t_L}{\ln RV_s} = \text{Einschwingzeit für Moden niedriger transversaler Ordnung.} \qquad 39a)$$

3.2 Reflektortypen

Die am häufigsten verwendeten Reflektortypen sind: Dielektrische Spiegel, Dachkantprismen (Porro-Prismen) und Etalonreflektoren.

Dielektrische Spiegel

Dieser Spiegeltyp wird, seiner geringen Widerstandsfähigkeit gegenüber hohen Lichtleistungen wegen, vorwiegend bei kontinuierlichen und gepulsten Lasern kleiner Leistung verwendet. Der Reflexionsgrad R hängt von der Zahl der Aufdampfschichten ab und ist innerhalb der spektralen Breite des Laserübergangs frequenzunabhängig.

Dachkantprismen (Porro-Prismen)

Bei diesem Reflektortyp wird die Totalreflexion im Innern des Prismas ausgenützt. Das Porro-Prisma weist einen frequenzunabhängigen Reflexionsgrad von $R = 1$ auf. Besteht bei einem Resonator einer der Spiegel aus einem Prisma, so müssen infolge der Faltung des Lichtwegs die Beziehungen 38) und 40) abgeändert werden. In diesem Fall gilt:

$$\Omega = c/4L^* \qquad 38a)$$

$$t_L = 2L^*/c \qquad 40a)$$

Etalonreflektor

Dieser Spiegeltyp besteht aus einer oder mehreren unbedampften planparallelen Platten eines transparenten Dielektrikums (Glas, Quarz oder Saphir) (Fig. 15).

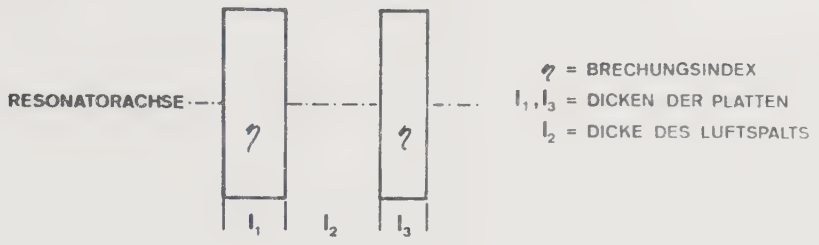


Fig. 15 Prinzipaufbau eines Etalonreflektors (2-Platten-Etalon)

Der Reflexionsgrad des Etalonreflektors ist frequenzabhängig. Der Maximalwert, der erreicht werden kann, hängt von der Zahl der verwendeten Platten und deren Brechungsindices ab. Normalerweise bestehen alle Platten aus dem gleichen Material (gleicher Brechungsindex). Für diesen Fall gilt:

$$R_{max} = \frac{(\eta^{2\varkappa} - 1)^2}{(\eta^{2\varkappa} + 1)^2} \quad \text{mit} \quad \varkappa = \text{Anzahl Platten} \qquad 43)$$

Die nach Gl.43) berechneten Werte des maximalen Reflexionsgrades sind in Fig. 16 gezeigt.

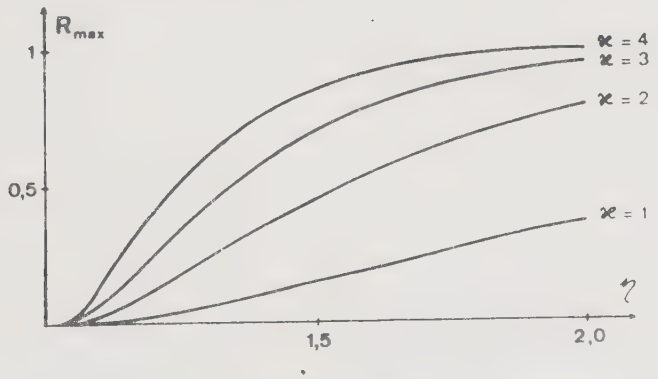


Fig. 16 Maximal erreichbarer Reflexionsgrad des Etalons als Funktion des Brechungsindex. Parameter ist die Anzahl der verwendeten Platten.

Nach Fig. 16 kann mit zwei Platten, bei einem Brechungsindex von $\eta = 1{,}5$ (Glas) ein Reflexionsgrad von $R_{max} \approx 0{,}45$, bei einem Brechungsindex von $\eta = 1{,}76$ (Saphir) ein Reflexionsgrad $R_{max} \approx 0{,}70$ erreicht werden. Da bei Festkörperlasern im allgemeinen ein Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels von $R_2 \approx 0{,}5$ ausreicht, wird üblicherweise ein Zwei-Platten-Etalon verwendet.

Zur Berechnung der Frequenzabhängigkeit des Reflexionsgrades wird eine aus der Theorie dünner Schichten entnommene Matrizenmethode [17] verwendet. Der resultierende Ausdruck für den Reflexionsgrad wird schon bei zwei Platten derart kompliziert, dass sich eine Auswertung mit dem Computer aufdrängt. Typische Resultate der Auswertung sind in Fig. 17 und Fig. 18 dargestellt.

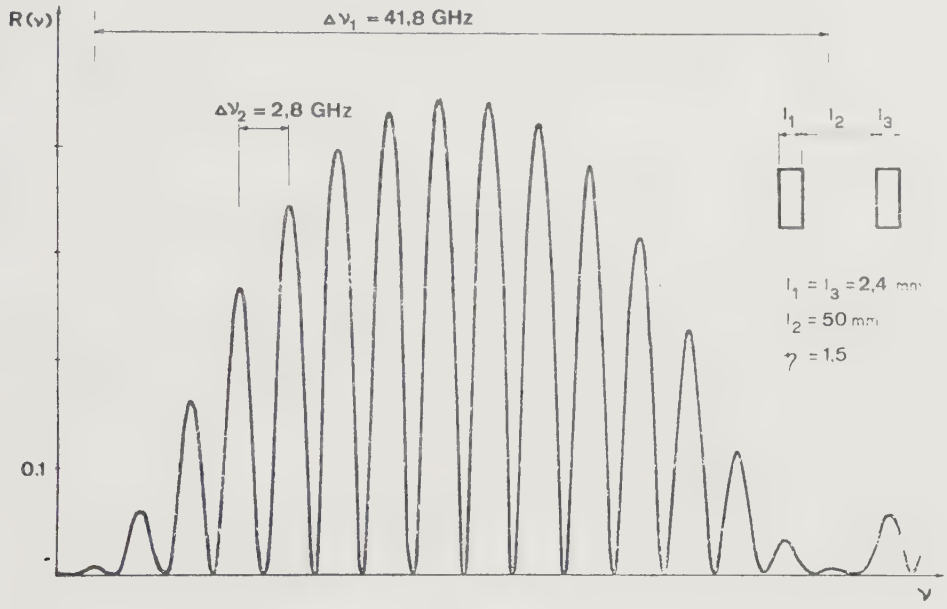


Fig. 17 Reflexionsgrad R als Funktion der Frequenz bei zwei identischen Glasplatten; $(l_3 - l_1) = 0$.

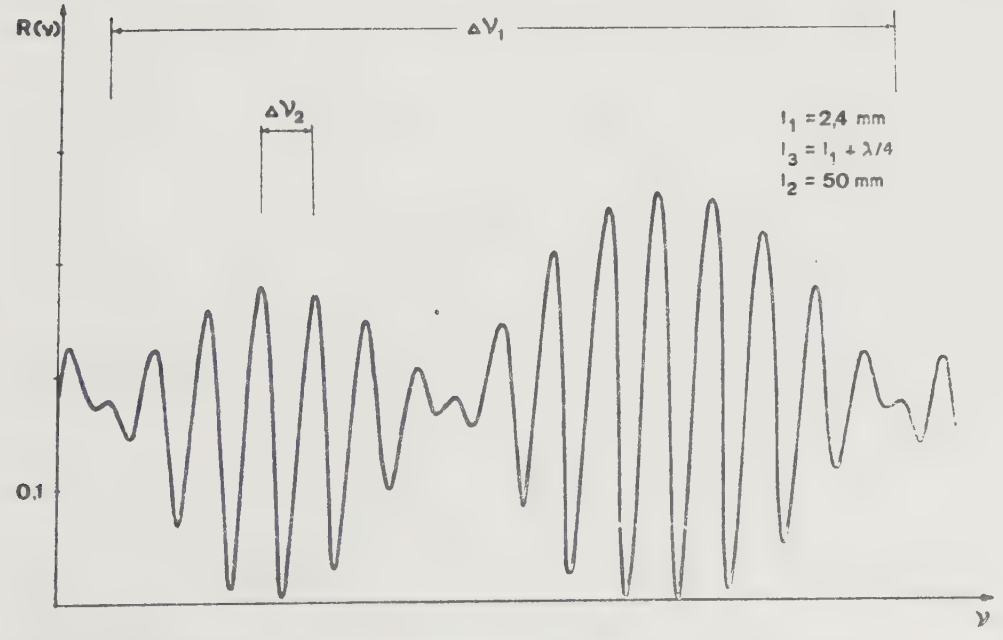


Fig. 18 Reflexionsgrad R als Funktion der Frequenz bei einem Unterschied der Glasplattendicke von $\lambda/4$; $(l_3 - l_1) = \lambda/4$.

Diskussion der Resultate

Die Auswertung zeigt, dass die einzelnen Schichtdicken, sowie die möglichen Summen und Differenzen von Dicken den Reflexionsgrad mehr oder weniger stark beeinflussen. Der Reflexionsgrad wird periodisch, mit der oder den Perioden, welche nach Gl.38) den dominierenden Längen entsprechen.
Im vorliegenden Fall (Fig. 17 , 18) weist der Reflexionsgrad zwei Perioden auf, die der Dicke der Glasplatten und der Summe aus Glasplattendicke und Dicke des Luftspalts entsprechen:

$$\Delta\nu_1 = c/2\, l_1 \qquad 44)$$

$$\Delta\nu_2 = c/2(l_1 + l_2) \qquad 45)$$

Der maximale Reflexionsgrad wird nur dann erreicht, wenn für eine bestimmte Wellenlänge λ_o alle auftretenden Dicken ganze Vielfache von $\lambda_o/4$ sind und sich die Dicken untereinander nur um ganze Vielfache von $\lambda_o/2$ unterscheiden:

$$l_i = \psi\cdot\lambda_o/4 \qquad 46)$$

$$l_i - l_m = \chi\cdot\lambda_o/2 \qquad (i,m,\psi,\chi = 0,1,2,3\ldots) \qquad 47)$$

Fig. 17 zeigt den günstigsten Fall. Die Bedingung Gl.47) ist für die beiden Glasplatten erfüllt. Die Umhüllende der Funktion erreicht den Maximalwert von $R_{max} \approx 0.45$.
Für den Luftspalt erweist sich die Bedingung Gl.47) als unkritisch, weil im maximalen Bereich der Umhüllenden mehrere Maxima der schnellen Oszillation $\Delta\nu_2$ liegen, so dass der Maximalwert des Reflexionsgrads wenigstens annähernd erreicht wird.
Fig. 18 zeigt den ungünstigsten Fall. Die beiden Glasplatten wirken in Gegenphase. Der maximal mögliche Reflexionsgrad wird auch nicht annähernd erreicht.

4. INVERSION UND LASEREMISSION IM OSZILLATORBETRIEB

In 3.1 wurde ein passiver Resonator behandelt, d.h. ein Laseroszillator, der sich weit unterhalb der Oszillationsschwelle befindet. Dazu musste gelten: $G_o \, R \, V_s \ll 1$.

Mit zunehmender Einwegverstärkung G_o und/oder zunehmender Rückkopplung R wird der Oszillator entdämpft und gelangt in den Bereich der Selbsterregung. Die Oszillationsschwelle wird erreicht, wenn die Einwegverstärkung gerade die Gesamtverluste pro Durchgang kompensiert.

4.1 Schwellbedingung; Zeitlicher Verlauf der Inversion und der Laseremission im Oszillatorbetrieb

Im stationären Fall der Selbsterregung muss gelten:

$$G_o^{th} \cdot R \cdot V_s = 1 \quad = \text{Schwellbedingung} \qquad 48)$$

$$G_o^{th} = \frac{1}{R \cdot V_s} \quad = \text{Schwellverstärkung}$$

Mit Hilfe von Gl.16),16a) wird aus Gl.48) eine Schwellinversion definiert als:

$$\frac{\Delta n_{th}}{N} \equiv n_{th} \equiv -\frac{1}{\alpha_o \cdot l} \ln RV_s = \text{relative Schwellinversion} \qquad 49)$$

Der zeitliche Ablauf der Vorgänge im Laseroszillator ist schematisch in Fig. 19 dargestellt.

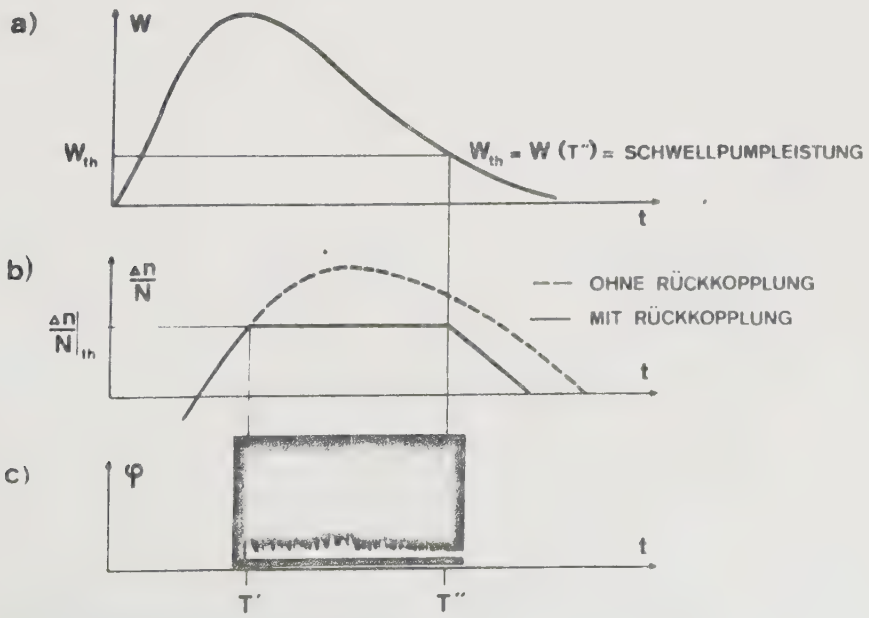


Fig. 19 Zeitlicher Verlauf der Pumpleistung W , der relativen Inversion $\Delta n/N$ und der Laseremission.

Fig. 19a) und b) zeigen den zeitlichen Verlauf der Pumpleistung W und den daraus für den Fall fehlender Rückkopplung berechneten Zeitverlauf der Inversion (durchbrochene Kurve). Im Oszillatorbetrieb wird die Schwellinversion, deren Betrag sich bei vorgegebenen Verlusten RV_s nach Gl.49) ermitteln lässt, zur Zeit $t = T'$ erreicht und die stimulierte Emission setzt ein. Für den Fall einer einzigen Eigenschwingung wird der weitere zeitliche Verlauf der Inversion und der Photonendichte durch die Bilanzgleichungen Gl.8),9) beschrieben. Die Lösung dieser Gleichungen [18] lässt einen Emissionsverlauf erwarten, der in der Einschwingphase einige wenige "Spikes" aufweist, anschliessend aber kontinuierlich und monoton wird. Da bei Festkörperlasern im allgemeinen sehr viele Eigenschwingungen zur Selbsterregung kommen (4.2), wird im Experiment ein Zeitverlauf der Emission gemäss Fig. 19c) festgestellt.

Die Laseremission dauert solange, bis (zur Zeit $t = T''$) die Pumpleistung W $[W(T'') = W_{th}]$ nicht mehr ausreicht um die Inversion auf einen Wert zu bringen, der über dem Schwellwert liegt. Während der ganzen Dauer der Laseremission oszilliert die Inversion mit einer Amplitude von einigen Prozent um den Schwellwert n_{th} (durchgezogener Teil der Kurve in Fig. 19b).

4.2 Spektraler Gehalt der Emission

Die R-Linien des Rubins weisen ein Lorentzprofil auf, für dessen Breite $\Delta\nu_F$ gilt: $\Delta\nu_F \approx 3 \cdot 10^{11}$ Hz [19,20]. Wird durch das optische Pumpen im Rubin eine Inversion erzeugt, so weist die Verstärkung eine Frequenzabhängigkeit auf, welche einem Lorentzprofil ähnlich sieht (Fig. 20a). Aus diesem Kontinuum der Spektrallinie des Laserübergangs wird durch den passiven Resonator ein diskretes Spektrum ausgewählt. Die Laseremission kann nur in den Resonanzfrequenzen des Resonators erfolgen.

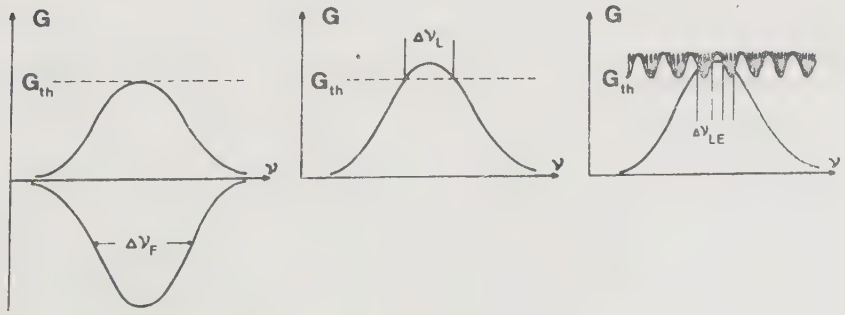


Fig. 20 a) Frequenzabhängigkeit der Verstärkung unterhalb der Schwelle
b) Laserfähige Breite $\Delta\nu_L$ für frequenzunabhängige Verluste
c) Laserfähige Breite $\Delta\nu_{LE}$ bei der Verwendung eines Etalonreflektors.

Fig. 20 a) zeigt die Situation knapp unterhalb der Oszillationsschwelle. Für den Fall frequenzunabhängiger Verluste ist die zur Oszillation erforderliche Schwellverstärkung G_o^{th} für alle Resonanzfrequenzen eines bestimmten Modentyps gleich. Wird durch fortgesetztes optisches Pumpen die Inversion weiter erhöht, so überschreitet ein Mode in der Nähe der Linienmitte die Oszillationsschwelle. Da die Schwellbedingung Gl.49) für die Modentypen mit den niedrigsten Verlusten zuerst erfüllt ist, handelt es sich dabei vorzugsweise um einen Modentyp niedriger transversaler Ordnung.

Sind die betrachteten Zeiten gross gegen die atomare Querrelaxationszeit T_2 [21], so ist die R_1-Linie des Rubins homogen verbreitert, d.h. bei irgendeiner Frequenz innerhalb der Linie tragen sämtliche Absorptions- oder Emissionszentren gleichmässig zur Absorption bzw. Emission bei. Diese Bedingung ist beim normalen Oszillatorbetrieb und beim Q-Switch-Betrieb (Kap.6) erfüllt. Der Abbau der Inversion durch den anschwingenden Mode verändert die Linienform nicht.

Nach diesem Modell ist zu erwarten, dass die weiterhin zugeführte Inversion dazu verwendet wird, die Oszillation in diesem einen Mode, oder den wenigen Moden, die innerhalb der Anlaufzeit des ersten Mode anschwingen können, aufrechtzuerhalten. Die Emission des Rubinlasers müsste also sehr schmalbandig werden (10^8 - 10^9 Hz). Im Experiment werden jedoch Linienbreiten der Emission von 10^9 - 10^{11} Hz beobachtet [22].

Der Grund für diese Diskrepanz liegt nach [23] darin, dass der Inversionsabbau vorwiegend in den Wellenbäuchen der stehenden Welle des Mode erfolgt. Die Amplitude der Schwingung beeinflusst die Inversion derart, dass an den Stellen grosser Amplitude die Dichte der Emissionszentren klein wird und umgekehrt. Diese örtliche Inhomogenität der Inversionsdichte entsteht innerhalb von Zeiten, welche sehr viel kleiner sind als die örtliche Querrelaxationszeit.

Dieser Effekt,das sogenannte "Spatial holeburning" bewirkt, dass der erste anschwingende Mode nur einen Bruchteil der gesamthaft zur Verfügung stehenden Inversion abbauen und somit nur während kurzer Zeit existieren kann. Die anschliessend im Rubin vorhandene örtliche Verteilung der Inversion kann das Anschwingen eines Mode anderer Resonanzfrequenz oder eine abwechselnde Anfachung von Moden unterschiedlicher Resonanzfrequenzen ("Mode hopping" [24]) begünstigen oder eine Kopplung der Phasen gleichzeitig schwingender Moden bewirken.

Dauert der Pumpprozess weiter an, so wird das Verstärkungsprofil als Ganzes erhöht (Fig. 20 b). Innerhalb der laserfähigen Breite $\Delta\nu_L$, deren Wert durch das optische Pumpen und die Lage der Schwelle (Grösse der Verluste) bestimmt wird, können sehr viele Moden anschwingen.

Einfluss des Reflektortyps auf die spektrale Breite der Emission

Bei der Verwendung von dielektrischen Spiegeln hängt die laserfähige Breite $\Delta\nu_L$ nur von der Inversion bzw. Verstärkung und von den Resonatorverlusten ab (Fig. 20 b).

Bei der Verwendung eines Etalonreflektors hängen die Resonatorverluste und damit die Schwellverstärkung von der Frequenz ab (Fig. 20 c). Die Emission kann demnach nur in den Bändern der Breite $\Delta\nu_{LE}$ stattfinden, in welchen die Resonatorverluste kleiner sind als die Verstärkung. Der Frequenzabstand dieser Bänder ist durch die Konfiguration des Etalons bestimmt.

Ein Etalonreflektor ist somit ein geeignetes Mittel, die Bandbreite der Laseremission wesentlich einzuschränken und dem Idealfall der "Single-frequency"-Emission (Kap.8) nahezukommen.

4.3 Experimentelle Bestimmung der relativen Schwellinversion

Die Schwellinversion einer Laseranordnung muss im Experiment ermittelt werden, da einerseits der Zusammenhang zwischen dem Absolutwert der Pumpenergie und der Inversion d.h. der Pumpwirkungsgrad f (Vgl.2.1) und anderseits der Verlustfaktor V_s nicht bekannt sind.

Aus der Literatur [25,26] ist zu entnehmen, dass bei bestimmten analytischen Näherungen für den Pumpleistungsverlauf aus der Messung der Einsatzzeit T' der Absolutwert der Schwellpumpleistung W_{th}, die Schwellinversion n_{th} und der Verlustfaktor V_s ermittelt werden können.

Werden diese Theorien weiter verfolgt, so ergibt sich, dass im vorliegenden Fall, in welchem der Inversionsverlauf für beliebige Pump leistungsverläufe mit dem Computer ermittelt wird, durch die Messung der Einsatzzeit T' und der Emissionsdauer (T" - T') zusätzlich auch der Pumpwirkungsgrad f zugänglich werden müsste.

Diese Methode erweist sich jedoch im Experiment als nicht brauchbar.

- Zum einen sind die Messwerte starken Schwankungen unterworfen. Zur Erzielung einer besseren Reproduzierbarkeit müsste ein mechanisch stabiler Aufbau verwendet werden.
- Anderseits liegen die aus den Messungen ermittelten Werte der Schwellinversion und des Verlustfaktors unsinnig hoch. Dies ist darauf zurückzuführen, dass entweder der tatsächliche Inversionsverlauf nicht mit dem berechneten Verlauf übereinstimmt (Einfluss der Excited State Absorption und/oder der "Whispering modes [27,28]), oder dass durch thermische Deformation des Stabes während des Pumpprozesses die Verluste der Anordnung erhöht werden und dadurch die Schwellinversion im Verlauf der Laseremission ansteigt.

4.4 Bestimmung des Produktes aus Verstärkung und Verlustfaktor

Das Scheitern des Versuchs zur Bestimmung des Verlustfaktors hat zur Folge, dass für die Zahlenwerte des Verlustfaktors Abschätzungen verwendet werden müssen

Die der Messung zugängliche Grösse ist das Produkt aus Einweg-verstärkung und Verlustfaktor ; $G_o\ V_s$,das wie folgt bestimmt wird:

Werden zusätzliche, genau bekannte Verluste V' in den Resonator gebracht, so lautet die Schwellbedingung:

$$R \cdot V_s \cdot G_o \cdot V' = 1 \qquad 50)$$

oder

$$G_o \cdot V_s = \frac{1}{R \cdot V'} \qquad 50a)$$

Die Grösse $R \cdot V'$ kann durch Veränderung des Reflexionsgrads R und/oder der Verluste V' variiert werden. Die Messung der jeweiligen Einsatzpumpenergie E_{th} ergibt die Abhängigkeit des Produkts $G_o \cdot V_s$ von der Pumpenergie. Das Resultat dieser Messungen ist in Fig. 21 gezeigt.

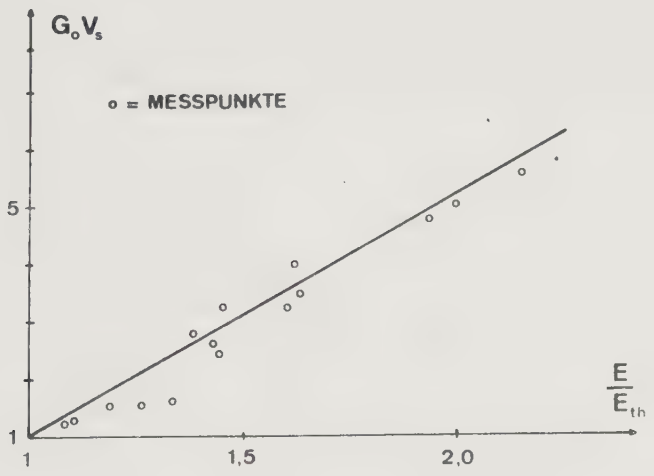


Fig. 21 Abhängigkeit des Produkts $G_o \cdot V_s$ von der relativen Pumpenergie E/E_{th} beim Laser nach Fig. A (Anhang)

5. ERZEUGUNG VON RIESENPULSEN

5.1 Qualitative Betrachtungen

Zur Erzeugung von kurzen, intensiven Lichtimpulsen, den sogenannten Riesenpulsen, wird der normale Laserresonator (Fig. 14) gemäss Fig.22 modifiziert

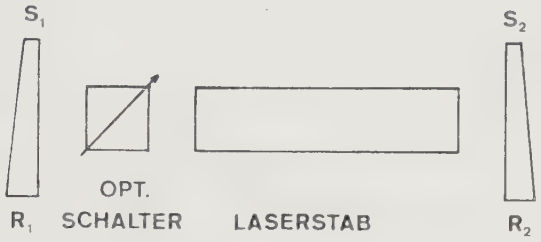


Fig. 22 Prinzipaufbau eines Festkörperlasers zur Erzeugung von Riesenpulsen (Q-Switch-Laser).

Zwischen den beiden Resonatorspiegeln (S_1,S_2) befindet sich das aktive Medium. Der optische Schalter symbolisiert die verschiedenen Schaltmöglichkeiten beim Q-Switch wie z.B. Kerr-Zelle, Sättigungsabsorber oder Drehprisma. In allen Fällen kann der Schaltvorgang durch zeitabhängige Verluste $V(t)$ beschrieben werden. Der zeitliche Ablauf der Vorgänge im Riesenpulslaser ist schematisch in Fig. 23 gezeigt.

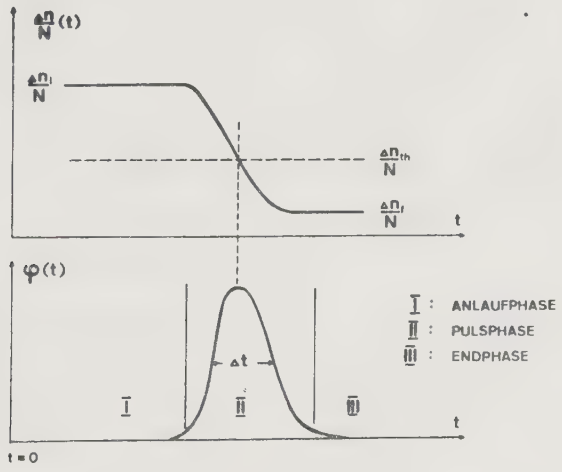


Fig. 23 Qualitativer Zeitverlauf der relativen Inversion und der Photonendichte beim Riesenpulslaser.

Zur Zeit $t = 0$ ist der Schalter geschlossen. Die Verstärkung des invertierten Stabes wird durch die hohen Verluste überkompensiert, die Oszillation wird unterdrückt. Zur Zeit $t = 0$ wird der Schalter geöffnet, die Verluste werden auf einen Minimalwert verringert, welcher durch die Verluste des ungestörten Resonators $R \cdot V_s$ gegeben ist.

Da bei Festkörperlasern die Verstärkung sehr viel grösser werden kann als die Verluste, baut sich in kurzer Zeit aus dem Rauschen (Spontanemission) die Photonendichte im Resonator auf und zwar solange, bis durch die immer stärker wirkende stimulierte Emission die Anfangsinversion $\Delta n_i/N$ bis zur Schwellinversion $\Delta n_{th}/N$ abgebaut worden ist. Die in diesem Zeitpunkt ($t = t_{max}$) vorhandene grosse Photonendichte φ baut zwar die Inversion bis zum Schlusswert $\Delta n_f/N$ weiter ab, die Photonendichte fällt jedoch ebenfalls wieder ab, da für das Produkt aus Verstärkung und Verlusten gilt: $G \cdot R \cdot V_s \ (t > t_{max}) < 1$. Es entsteht ein Lichtimpuls der Dauer Δt .

5.2 Zur Theorie des Riesenpulslasers

Die Grössen, deren Zeitverlauf beschrieben werden muss, sind die Inversion, die Photonendichte im Resonator und die Verluste des optischen Schalters $V_k \ (t)$.
Eine Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Schalterverluste erübrigt sich, wenn diese Verluste von aussen gesteuert werden (Fremdsteuerung; aktiver Q-Switch). Im Fall der Selbststeuerung (passiver Q-Switch) muss darauf eingegangen werden (s.Kap.7)

Das Bilanzgleichungsmodell

Die Bilanzgleichungen Gl.8),9) für den normalen Rubinlaser können zur Beschreibung der Vorgänge im Riesenpulslaser herangezogen werden [29,30].
Das Modell erfordert im einfachsten Fall je eine Gleichung für die Inversion und für die Photonendichte. Unter den Voraussetzungen,

- dass die betrachteten Zeitintervalle (10^{-6} - 10^{-5} sec) so klein sind, dass Inversionsänderungen durch die anregende Pumplichtquelle und durch die Spontanemission vernachlässigt werden können, und
- dass der Beitrag der Spontanemission zur Photonendichte vernachlässigbar klein ist. (Diese Voraussetzung ist nur beim eigentlichen Startvorgang (6.3) nicht erfüllt),

lauten die Bilanzgleichungen:

$$\frac{d}{dt}\Delta n = -\varphi \cdot \bar{B} \cdot \Delta n \cdot (p+1) \cdot \zeta \qquad 51)$$

$$\frac{d}{dt}\varphi = \varphi \cdot \bar{B} \cdot \Delta n \cdot \zeta - \frac{\varphi}{t_R(t)} \qquad 52)$$

$\zeta = \frac{\zeta \cdot l}{L^*}$ = Verhältnis der optischen Längen von Laserstab und Resonator

$t_R(t) = \frac{-t_L}{\ln R V_s V_k(t)} = \frac{-t_L}{\ln V(t)}$ = Lebensdauer der Photonen im Resonator

$V(t)$ = Verlustfaktor des Resonators

Diese Gleichungen berücksichtigen ausschliesslich zeitliche Aenderungen. Oertliche Aenderungen und/oder Abhängigkeiten der Inversion und der Photonendichte, wie sie durch Pumpeffekte, Laufzeiteffekte oder das "Spatial holeburning" auftreten können, werden vernachlässigt. Zudem wird die spektrale Breite der Emission nicht berücksichtigt. Die Bilanzgleichungen beschreiben das Verhalten eines "Single-Mode"-Lasers.
Das Bilanzgleichungsmodell in der Form Gl.51),52) kann verwendet werden,
- wenn nach dem Oeffnen des Schalters die Anstiegszeit t_a der Photonendichte so gross ist, dass sich im Resonator definierte Moden ausbilden können. (Es muss gelten: $t_a \gg t_L$ = Laufzeit).
- wenn nur ein einziger dieser Moden zur Selbsterregung kommt.

Eine Verfeinerung des Modells wird durch Berücksichtigung der durch den Pumpprozess bedingten radialen Abhängigkeit der Inversion [31], des "Spatial holeburning" [32], von andern Materialinhomogenitäten [33] und von Multimodeoszillationen [34] erreicht. Das Modell wird dabei jedoch immer komplexer. Im Multimodefall steigt die Zahl der simultan zu lösenden Gleichungen bei M schwingenden Moden auf M + 1.

Das Photonentransportmodell (Wanderwellenmodell)

In Analogie zur Theorie der Fortpflanzung eines Impulses in einem Laser-Verstärker [35] wird im Photonentransportmodell die zeitliche und örtliche Aenderung der Photonendichte betrachtet. Durch Aufteilung der Photonendichte in zwei in entgegengesetzter Richtung laufende Wellen (φ^+, φ^-) werden Laufzeiteffekte berücksichtigt; Effekte die auftreten können, wenn die Anstiegszeit der Photonendichte t_a von der Grössenordnung der Laufzeit im Resonator wird.
Das Modell erfordert drei partielle, nichtlineare, gekoppelte Differentialgleichungen. Es berücksichtigt die spektralen Eigenschaften der Emission im Rahmen des Gültigkeitsbereichs der Näherung $B \neq B(\omega)$. Nicht berücksichtigt werden die atomaren Einschwingvorgänge, die durch die transversale Relaxationszeit T_2 beschrieben werden ($T_2 \approx 10^{-11}$ sec [36]). Das Photonentransportmodell ist anwendbar, wenn die Anstiegszeit der Photonendichte t_a gross gegen die Querrelaxationszeit T_2 ist.

Die Erfahrung zeigt [37,38,] dass die Pulsdauern bei Riesenpulsen zwischen 10^{-9} sec und 10^{-7} sec betragen, mithin in der Grössenordnung der Laufzeit im Resonator oder darüber liegen. Es ist daher zu erwarten, dass je nach der experimentellen Situation, das Bilanzgleichungsmodell oder das Wanderwellenmodell quantitative Aussagen liefern, welche mit dem experimentellen Befund in Einklang stehen.

Die Untersuchungen in den nachfolgenden Kapiteln führen die in 1.4 eingeschlagene Linie der Bilanzgleichungen weiter.

6. LOESUNG DER SINGLE-MODE BILANZGLEICHUNGEN FUER DEN FREMD-GESTEUERTEN Q-SWITCH

Unter den Begriff der Fremdsteuerung fallen unter anderen die folgenden Schaltverfahren:

- Elektrooptische Schalter (z.B. Kerr-Zelle) [39,40]
- Mechanische Schalter (z.B. Drehprisma) [41,42,43]
- Ultraschallschalter [44]

Zur Ermittlung des zeitlichen Verlaufs der Inversion und der Photonendichte muss das Bilanzgleichungssystem Gl.51),52) für einen dem Experiment entsprechenden zeitlichen Verlauf der Verluste V(t) gelöst werden, was im allgemeinen nur mit Hilfe eines Computers möglich ist. Im Fall der Fremdsteuerung kann für vereinfachte Schaltverläufe das Gleichungssystem analytisch weiterbehandelt werden.

Für die weitern Betrachtungen drängt sich nach Fig. 23 eine Unterteilung des Pulsverlaufs in 3 Phasen auf.

- Anlaufphase: Phase des Anstiegs der Photonendichte vom Start bis zum Einsetzen der Sättigung (Abnahme der Inversionsdichte).
- Pulsphase: Anstieg der Photonendichte zum Maximalwert mit anschliessendem Abfall; Eigentliche Emissionsphase.
- Endphase: Abbau der Restinversion durch die Spontanemission.

Hauptgegenstand der Untersuchungen in diesem Kapitel sind der Schaltvorgang, die Anlaufphase und die Pulsphase.

6.1 Der Schaltvorgang

Der Schaltvorgang benötigt eine endliche Zeit t_s. Die einfachste analytische Näherung für den Zeitverlauf der Verluste ist der lineare Schalter (Fig. 24).

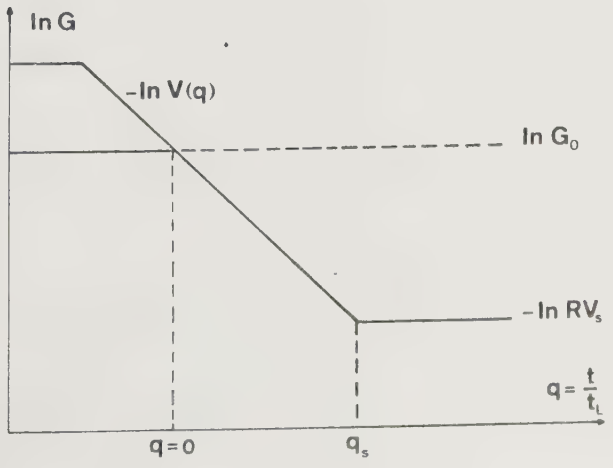


Fig. 24 Zeitverlauf des Schaltvorgangs beim linearen Schalter.

Linear bedeutet,dass der Logarithmus der Verlustfaktoren linear mit der Zeit abnimmt. Für die Gesamtverluste $V(t)$ folgt daraus eine exponentielle Abnahme mit der Zeit. Dieses Modell kann hinreichend gut an die experimentell ermittelten Schaltverläufe angepasst werden (s.Anhang).
Der Anstieg der Photonendichte setzt erst dann ein, wenn die Verluste die Verstärkung unterschreiten. Es ist daher zweckmässig, als Zeitnullpunkt den Augenblick zu wählen, in welchem die Schwellbedingung erfüllt ist:

$$\ln G_o = - \ln V(t=0) \qquad 53)$$

Der lineare Ansatz für die Verluste wird damit:

$$- \ln V(q) = \begin{cases} \ln G_o - q/K & 0 \leq q \leq q_s \qquad 54a) \\ - \ln RV_s & q > q_s \qquad 54b) \end{cases}$$

mit:

$q = t/t_L$ = Zeit, in Einheiten der Resonatorlaufzeit

$1/K = \frac{d}{dq}\left[\ln V(q)\right]$ = Verluständerung pro Resonatordurchgang. Diese Grösse lässt sich experimentell ermitteln (s.Anhang) 55)

K = Schalterkonstante; charakteristische Grösse des Schaltverfahrens

q_s = Zeitpunkt zu dem die minimalen Verluste RV_s erreicht werden

Aus Gl.54) folgt für q_s:

$$q_s = K \cdot \ln G_o RV_s = \text{Schaltzeit} \qquad 56)$$

Nach Gl.56) hängt die Schaltzeit von der Schalterkonstanten K, der Anfangsverstärkung G_o und den Resonatorverlusten RV_s ab. Ihr Wert kann in einer vorgegebenen Anordnung (feste Resonatorverluste RV_s) durch eine Veränderung der Schalterkonstanten und/oder eine Veränderung der Anfangsverstärkung (Pumpenergie) variiert werden.

Einteilung der Schaltverfahren auf Grund der Schalterkonstanten

Schaltverfahren:	Schalterkonstante:
- Unendlich schneller Schalter	$K = 0$
- Schnelle Schalter (z.B. Kerr-Zelle)	$0 < K < 10$
- Langsame Schalter (z.B. Drehprisma)	$50 < K < 300$

6.2 Die Anlaufphase

In der Anlaufphase bleibt die Inversion praktisch konstant ($\frac{d}{dt}\Delta n \approx 0$). Das allgemeine Bilanzgleichungssystem Gl.51),52) reduziert sich zu einer Gleichung für die Photonendichte der betrachteten Wellenform, welche für einen Mode in der Nähe der Linienmitte lautet [45]:

$$\varphi(q) = \varphi(0)\, G_o^{\,q} \exp\left[\int_o^q \ln V(q')\, dq'\right] \qquad 57)$$

Die Photonendichte steigt mit der Zeit bzw. der Anzahl Durchgänge q im Resonator an, bis sie, nach der Anlaufzeit $t_A = q_A \cdot t_L$ einen derart hohen Wert erreicht hat, dass sich der Inversionsabbau durch die stimulierte Emission bemerkbar macht.

$$q_A = \frac{t_A}{t_L} = \text{Anzahl Durchläufe in der Anlaufphase} \qquad 58)$$

Bei $t = t_A$ wird aus Gl.57) (in logarithmischer Form):

$$\ln \frac{\varphi(q_A)}{\varphi(0)} = q_A \cdot \ln G_o + \int_o^{q_A} \ln V(q')\, dq' \qquad 59)$$

Zusammen mit Gl.54):

$$\ln \frac{\varphi(q_A)}{\varphi(0)} = \begin{cases} q_A^2 / 2K & q_A \leq q_s \qquad 60a) \\ (q_A - \frac{K}{2} \ln G_o RV_s) \ln G_o RV_s & q_A \geq q_s \qquad 60b) \end{cases}$$

Aufgelöst nach q_A :

$$q_A = \begin{cases} \sqrt{2K \ln\left[\varphi(q_A)/\varphi(0)\right]} & q_A \leq q_s \qquad 61a) \\ \frac{K}{2} \ln G_o RV_s + \dfrac{\ln\left[\varphi(q_A)/\varphi(0)\right]}{\ln G_o RV_s} & q_A \geq q_s \qquad 61b) \end{cases}$$

Die Anzahl Resonatordurchläufe in der Anlaufphase hängt ausser von der Schalterkonstanten K, der Verstärkung G_o und den minimalen Verlusten RV_s noch vom Verhältnis $\varphi(q_A)/\varphi(0)$ ab, welches angibt, um wieviel der Startwert der Photonendichte $\varphi(0)$ verstärkt werden muss, bis die Photonendichte $\varphi(q_A)$ ausreicht um Sättigungseffekte hervorzurufen.

$$\frac{\varphi(q_A)}{\varphi(0)} = G_{tot} = \text{Totalverstärkung} \qquad 62)$$

6.3 Abschätzung der Startphotonendichte und der Totalverstärkung

Der Startwert der Photonendichte $\varphi(0)$ wird von der Spontanemission geliefert. Die gesamte Spontanemission beträgt:

$$M' = N_e \cdot A \cdot v_a \qquad [\text{Photonen/sec}] \qquad 63)$$

mit v_a = Volumen des aktiven Mediums

In eine Wellenform fällt nur der Bruchteil m' dieser Photonen:

$$m' = M' \frac{v_m}{v_a} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} g(\omega)\delta\omega \qquad 64)$$

wobei:

$\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ = Raumwinkel der Wellenform

v_m = Modevolumen im Kristall

$\delta\omega$ = Bandbreite der Wellenform im passiven Resonator

Umformungen und Näherungen liefern das Resultat:

$$\varphi(0) = N_2 \cdot \sigma \cdot \frac{1}{L} \frac{1}{D^2} \qquad [\text{Photonen/cm}^3] \qquad 65)$$

D = Stabdurchmesser

Mit Zahlenwerten für Rubin ergibt sich:

$$\varphi(0) = 0{,}1 - 10 \text{ Photonen/cm}^3 \qquad 66)$$

Als Ende der Anlaufphase wird definiert:

$$\varphi(q_A) \equiv \varphi_{max}/100 \qquad 67)$$

$$\varphi_{max} = \frac{4 P_{max}}{c \cdot \hbar\omega \cdot D^2} \frac{v_a}{v_m} = \text{Maximale Photonendichte} \qquad 68)$$

P_{max} = Spitzenleistung von Single-Mode Riesenpulsen (10^5 - 10^7 Watt)

Mit Zahlenwerten für Rubin:

$$\varphi(q_A) = 10^{12} - 10^{14} \qquad 69)$$

Aus den Gl.62),66) und 69) ergibt sich der gesuchte Wert der Totalverstärkung zu:

$$G_{tot} = \frac{\varphi(q_A)}{\varphi(0)} = 10^{11} - 10^{15} \qquad 70)$$

6.4 Anlaufzeiten

Die Formel 61) für die Anlaufzeit lässt sich mit Hilfe von Gl.70) auswerten. Die Anlaufzeit als Funktion der Verstärkung ist für einige Werte der Parameter G_{tot}, RV_s und K in Fig. 25 dargestellt.

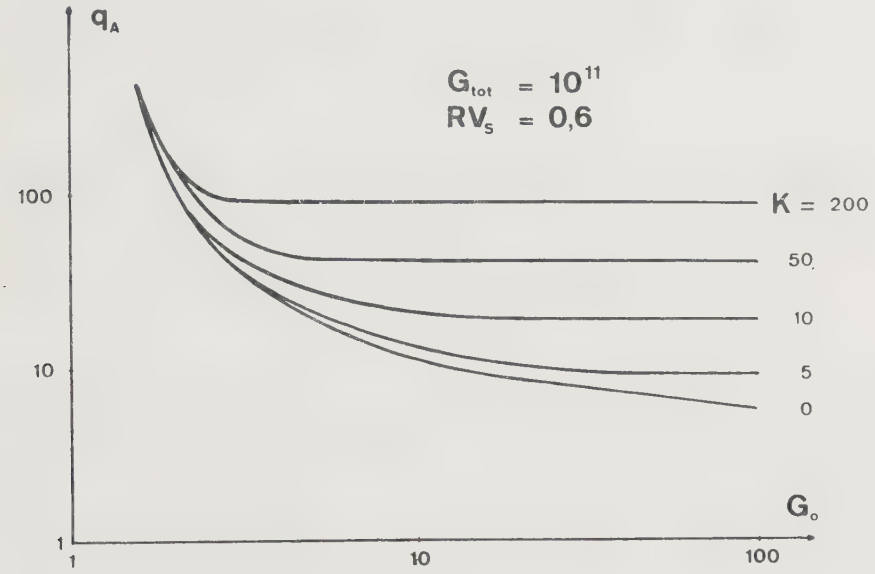


Fig. 25 Anlaufzeit als Funktion der Verstärkung mit der Schalterkonstanten K als Parameter.

Beim unendlich schnellen Schalter ($K = 0$) und bei den schnellen realen Schaltern wie z.B. Pockelszelle oder Kerr-Zelle ($0 < K < 10$), nimmt die Anlaufzeit mit zunehmender Verstärkung ab. Bei Verstärkungen $G_o V_s \approx 10$ wird die Anlaufzeit von der Grössenordnung der Einschwingzeit des Resonators. Nach 5.2 versagt das Bilanzgleichungsmodell in diesem Bereich.

Bei mittelschnellen und langsamen Schaltern wie z.B. beim Drehprisma ($K > 50$) liegt die Anlaufzeit schon bei geringer Verstärkung in der Grössenordnung der Schaltzeit und wird damit unabhängig von der Verstärkung. Im Resonator können sich definierte Moden ausbilden.

6.5 Die Pulsphase beim unendlich schnellen Schalter ($K = 0$)

Für den Fall des unendlich schnellen Schalters lassen sich die Bilanzgleichungen näherungsweise lösen. Die Lösung liefert Ausdrücke für die Pulsparameter, d.h. für die normierte Pulsdauer t/t_L, den Spitzenwert der normierten Photonendichte ϕ_m und für die Pulsenergie E_{out}, welche als Anhaltspunkte für einen Vergleich mit den im Experiment beobachteten Werten dienen können.

Es zeigt sich, dass die Pulsparameter von der Verstärkung G_o, dem Reflexionsgrad der Spiegel R und von den Streuverlusten V_s abhängen. (Dazu kommt im Fall des endlich schnellen Schalters eine Abhängigkeit von der Schalterkonstanten K) und dass es nicht möglich ist, alle drei Grössen, t/t_L, ϕ_m und E_{out} gleichzeitig zu optimieren. Bei vorgegebenem G_o, V_s können R und K (im Fall $K > 0$) so gewählt werden, dass entweder E_{out} oder ϕ_m maximal werden, oder dass $\Delta t/t_L$ minimal wird.

6.51 Lösung der Bilanzgleichungen in der Pulsphase

Unter Verwendung der normierten Grössen:

$$\phi = \varphi \frac{(p+1)}{N} \quad ; \quad n = \frac{\Delta n}{N} \tag{71}$$

und gleichzeitiger Normierung der Zeit auf die Resonatorlebensdauer ($t' = t/t_R$) wird aus Gl.51),52):

$$\frac{dn}{dt'} = -\phi \frac{n}{n_{th}} \tag{72}$$

$$\frac{d\phi}{dt'} = \phi \left(\frac{n}{n_{th}} - 1 \right) \tag{73}$$

Die Division der Gleichungen 72),73) führt auf:

$$\frac{d\phi}{dn} = \left(\frac{n_{th}}{n} - 1 \right) \tag{74}$$

In der Pulsspitze ($t' = t_m$) gilt:

$$\frac{d\phi}{dt'} = 0 \quad \triangleright \quad n(t_m) = n_{th} \quad ; \quad \phi(t_m) = \phi_m \tag{75}$$

Die Impulsspitze wird dann erreicht, wenn die Inversion durch die stimulierte Emission bis zum Schwellwert abgebaut worden ist. Die Integration von Gl.74) ergibt:

$$\phi - \phi_i = n_{th} \ln \frac{n}{n_i} - (n - n_i) \tag{76}$$

ϕ_i = Anfangswert der normierten Photonendichte

n_i = Anfangswert der Inversion

Weitere Umformungen führen auf:

$$t' = \int_0^x \frac{dx}{(\phi_i/n_{th}) - x - (n_i/n_{th})\,(e^{-x} - 1)} \quad ; \quad x = -\ln \frac{n}{n_i} \tag{77}$$

Gl.77) ist nicht geschlossen lösbar. Durch Entwickeln der Exponentialfunktion um den Wert bei $t' = t_m$ lassen sich Näherungslösungen für die Pulsphase gewinnen.

Mit den Beziehungen 75) und der Näherung : $e^{-x} \approx \left[1 - x + \frac{x^2}{2}\right]$ wird Gl.77):

$$t'' = \int_0^x \frac{dx}{(\phi_m/n_{th}) + x^2/2} \quad ; \quad t'' = t' - t_m \qquad 78)$$

mit der Lösung

$$\phi(t'') = \frac{\phi_m}{\cosh^2\left[\sqrt{\phi_m/2\, n_{th}} \cdot t''\right]} \qquad 79)$$

Gl.79) beschreibt den zeitlichen Verlauf der Photonendichte in der Pulsphase. Der Zeitnullpunkt liegt dabei in der Impulsspitze. Die Computerlösungen des Bilanzgleichungssystems [46,47,48] zeigen eine Asymmetrie des Pulsverlaufs mit einem schnellen Anstieg und einem langsamen Abfall. Das Ergebnis Gl.79) liefert einen symmetrischen Pulsverlauf mit einem vergleichsweise zu langsamen Anstieg und zu schnellem Abfall. Die aus den Computerlösungen und die aus Gl.79) ermittelten Pulsdauern stimmen gleichwohl bis auf einige Prozent überein [49].

6.52 Berechnung der Pulsbreite

Gl.79) kann zur Bestimmung der Pulsdauer verwendet werden, indem die Zeitpunkte $t''_{1,2} = \pm \Delta t'/2$ berechnet werden, bei welchen gilt:

$$\phi(\Delta t'/2) = \frac{\phi_m}{2} = \text{Halbwertsbreite} \qquad 80)$$

Daraus ergibt sich:

$$\Delta t' = \frac{\sqrt{2}\ \ln\left(3 + \sqrt{8}\right)}{\sqrt{\phi_m/n_{th}}} = \text{Pulsbreite, Pulsdauer} \qquad 81)$$

Mit Hilfe der Beziehung 76) (mit $\phi_i \approx 0$) wird aus Gl.81)

$$\Delta t' = \frac{2.5}{\sqrt{(n_i/n_{th}) - 1 - \ln(n_i/n_{th})}} \qquad 82)$$

Die Pulsdauer hängt nur vom Verhältnis n_i/n_{th} ab. Die aus Gl.82) ermittelten Pulsdauern zeigt Fig. 26.

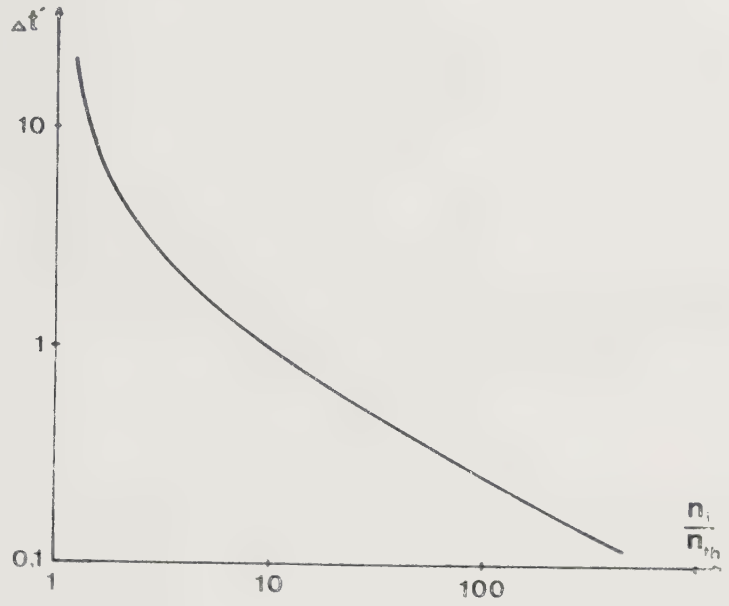


Fig. 26 Pulsdauer als Funktion des Verhältnisses $\frac{n_i}{n_{th}}$.

Nach Fig. 26 muss zur Erzielung minimaler Pulsbreiten das Verhältnis n_i/n_{th} möglichst gross gemacht werden. Da die Anfangsinversion n_i nicht beliebig gross werden kann, entspricht ein grosses Verhältnis n_i/n_{th} einer sehr niedrigen Schwellinversion. Niedrige Schwelle bedeutet aber eine grosse Güte des Resonators und somit eine grosse Lebensdauer t_R . Das heisst, dass die Pulsdauer mit wachsendem n_i/n_{th} nur bezüglich der Lebensdauer im Resonator klein wird [50].

Wird die Pulsdauer in Einheiten der Resonatorlaufzeit angegeben so gilt:

$$\frac{\Delta t}{t_L} = -\frac{\Delta t'}{\ln RV_s} = -\frac{1}{\ln RV_s}\,\frac{2.5}{\sqrt{(n_i/n_{th}) - 1 - \ln(n_i/n_{th})}} \qquad 83)$$

Die Pulsdauer hängt somit von der Anfangsinversion bzw. Anfangsverstärkung G_o und von den Verlusten ab.

Dieser Zusammenhang ist für einige Werte von n_i und n_{th} in Fig. 27 dargestellt.

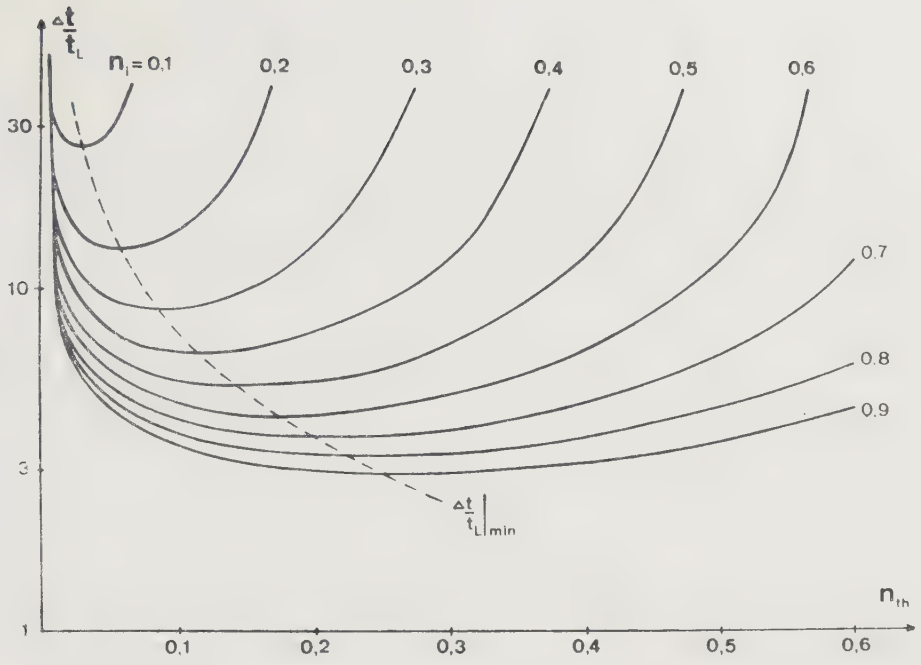


Fig. 27 Normierte Pulsdauer als Funktion der Schwellinversion, mit der Anfangsinversion als Parameter (mit den Zahlenwerten für den Laser nach Fig. A ; s. Anhang).

Nach Fig. 27 weist die Pulsdauer ein Minimum auf und strebt für $n_{th} \to 0$ sowie für $(n_i/n_{th}) \to 1$ nach unendlich

a) $n_{th} \to 0$ Das bedeutet, dass im Resonator ein Puls mit steiler Anstiegsflanke entsteht. Da aber mit $n_{th} \to 0$ die Resonatorlebensdauer gegen unendlich strebt, wird auch die Pulsdauer unendlich.

b) $\frac{n_i}{n_{th}} \to 1$ Das bedeutet, dass die Verstärkung nur wenig grösser wird als die Verluste. Die wirksame Verstärkung ist sehr klein, der Puls steigt langsam an und fällt entsprechend langsam ab. Auch in diesem Fall strebt die Pulsdauer gegen unendlich.

Dazwischen liegt der Minimalwert der Pulsbreite, der sich aus der Extremalbedingung $\frac{d}{dn_{th}} (\Delta t/t_L) = 0$ ermitteln lässt.

Das optimale Verhältnis $\frac{n_i}{n_{th}}$ wird:

$$\left.\frac{n_i}{n_{th}}\right|_{opt.} = 3.51 \qquad 84)$$

und die minimale Pulsdauer (mit den Zahlenwerten nach Fig. 27) :

$$\left(\frac{\Delta t}{t_L}\right)_{min} = \frac{7.81}{\ln G_o} \qquad 85)$$

Gl.85) führt bei Verstärkungen von $G_o \approx 10$ auf Pulsdauern, die nur einige wenige Resonatorlaufzeiten betragen. Nach 5.2 wird dabei der Gültigkeitsbereich des Bilanzgleichungsmodells verlassen.

6.6 Energieausbeute, Spitzenleistung

Die Pulsenergie wird nach [29]:

$$E_{out} = (n_i - n_f) \frac{N \cdot h\omega}{2} V_a \qquad 86)$$

mit: n_i = Anfangswert der Inversion
n_f = Schlusswert der Inversion (Vgl. Fig.23)

Die Pulsenergie hängt ausser vom Kristallvolumen und der Anzahl aktiver Atome entscheidend von der Differenz zwischen Anfangs- und Schlusswert der Inversion ab. Zur Berechnung dieser Inversionsdifferenz kann Gl.76) verwendet werden:

$$\Phi - \Phi_i = n_{th} \ln \frac{n}{n_i} - (n - n_i) \qquad 76)$$

Am Ende des Pulses ($\Phi = \Phi_f \approx 0$) wird Gl.76) · (mit $\Phi_i = 0$)

$$(n_f - n_i) = n_{th} \ln \frac{n_f}{n_i} \qquad 87)$$

Die Lösung der transzendenten Gl.87) ist in Fig. 28 dargestellt

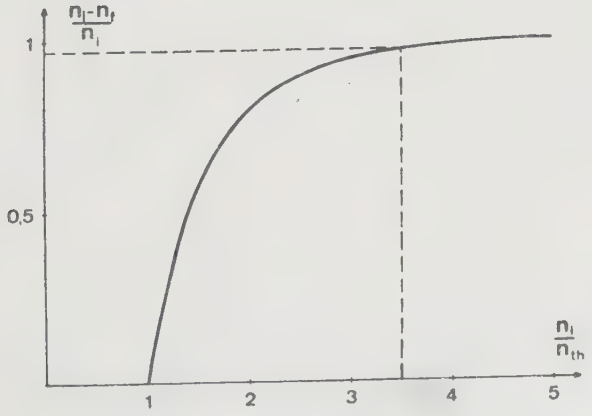


Fig. 28 Inversionsabbau als Funktion der normierten Anfangsinversion (n_i/n_{th}).

Nach Fig. 28 ist ein vollständiger Inversionsabbau nur für sehr grosse Verhältnisse n_i/n_{th} möglich. Dies bedeutet aber grosse Pulsdauer (6.5) und somit geringe Spitzenleistung. Wird das Verhältnis n_i/n_{th} so gewählt, dass das Licht den Resonator innerhalb weniger Resonatordurchläufe verlassen kann, (beispielsweise nach Gl.84) $n_i/n_{th} \approx 3.5$) bleibt der Schlusswert der Inversion sehr klein, der Inversionsabbau ist fast vollständig. Bei $n_i/n_{th} < 1.5$ hingegen wird weniger als die Hälfte der verfügbaren Inversion abgebaut.

Mit den Zahlenwerten:

$$V_a = 8 \text{ cm}^3 \quad (l = 100 \text{ mm}, \text{ Durchmesser} = 10 \text{ mm s.Anhang})$$

$$n_{th} = 0.1 \quad ; \quad n_i = 0.5 \quad ; \quad n_f = 0$$

$$\frac{N \cdot \hbar\omega}{2} = 2.3 \text{ Wsec/cm}^3 \quad (\text{für Rubin})$$

wäre nach Gl.86) eine maximale Energieausbeute von $E_{out} = 8$ Wsec zu erwarten. Da dieser Wert der Pulsenergie für den verlustfreien Fall gilt, werden beim realen, verlustbehafteten Laser diese Werte der Pulsenergie nicht erreicht (Vgl.9.4)

Maximalwert der Photonendichte ; Spitzenleistung

In der Impulsspitze wird: (Unter Verwendung von Gl.75),76) und $\Phi_i = 0$)

$$\Phi_m = n_{th} \ln \frac{n_{th}}{n_i} - (n_{th} - n_i) \qquad 88)$$

Die Auswertung von Gl.88) liefert das erwartete Resultat, dass die maximale Photonendichte mit abnehmender Schwellinversion zunimmt. Es ist jedoch zu beachten, dass es sich dabei um die maximale Photonendichte im Resonator handelt. Weist der Resonator nur einen Auskoppelspiegel auf (beispielsweise in der Konfiguration: Porro-Prisma + Etalonreflektor), so gilt für die maximale ausgekoppelte Photonendichte Φ_{mA} :

$$\Phi_{mA} = (1 - R_2) \cdot \Phi_m \qquad 89)$$

mit R_2 = Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels

Fig. 29 zeigt die für einige Werte von n_i und n_{th} aus Gl.88),89) berechneten maximalen Photonendichten Φ_{mA}.

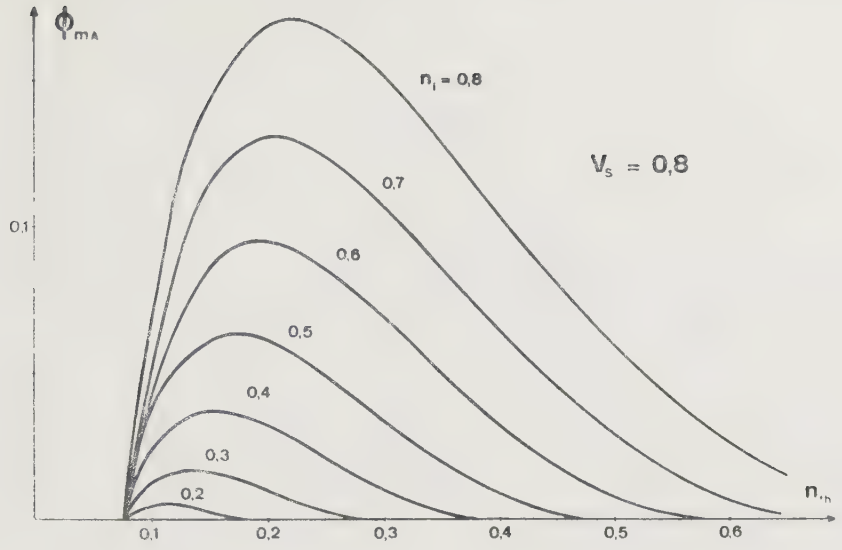


Fig. 29 Maximale ausgekoppelte Photonendichte Φ_{mA} als Funktion der Schwellinversion, mit der Anfangsinversion als Parameter und den Zahlenwerten für den Laser nach Fig. A. Die Streuverluste wurden zu $V_s = 0.8$ angenommen.

Nach Fig. 29 steigt die maximale Photonendichte mit der Anfangsinversion bzw. Anfangsverstärkung an. Die optimale Auskopplung (optimale Schwellinversion) hängt von der Verstärkung ab. Für mässige Anregung ($n_i \approx 0.5$) wird $R_{2\ opt} \approx 0.5$. Bei diesen Zahlenwerten der Anfangsverstärkung und der Auskopplung wird die maximale Photonendichte:

$$\varphi_{mA} = \frac{N}{(p+1)} \Phi_{mA} \qquad \text{(Vgl. Gl.71)} \qquad 90)$$

$$\varphi_{mA} = 10^{18} \text{ Photonen/cm}^3 \qquad 91)$$

Mit den nach Gl.83) berechneten Pulsdauern ergibt sich, dass Spitzenleistungen von $P_{max} \approx 160$ Megawatt erreicht werden sollten.

6.7 Pulsphase bei Schaltern endlicher Schaltzeit ($K > 0$).

Ist die Schalterkonstante $K > 0$, so müssen zwei Fälle unterschieden werden:

1. $q_A > q_s$: Am Ende der Anlaufphase ist der Schaltvorgang abgeschlossen. Die Anlaufphase dauert länger als beim unendlich schnellen Schalter (Vgl. Fig. 25) aber in der eigentlichen Emissionsphase steht die maximal mögliche Verstärkung zur Verfügung (Fig. 30a). Die Resultate bezüglich Pulsdauer, Pulsenergie und Spitzenleistung können aus 6.5 und 6.6 übernommen werden.

2. $q_A < q_s$: Der Puls entsteht bevor der Schaltvorgang abgeschlossen ist. Die maximale Verstärkung $G_o RV_s$ wird nicht erreicht (Fig. 30b)

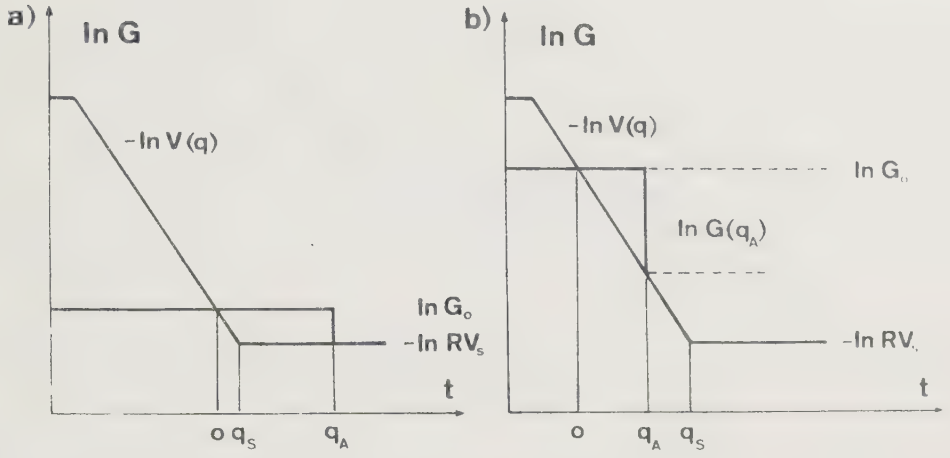


Fig. 30 Linearer Schalter ($K > 0$) : a) $q_A > q_s$; b) $q_A < q_s$

Solange die Anlaufzeit grösser ist als die Schaltzeit (Fig. 30a), ist am Ende der Anlaufphase die Verstärkung $G_o RV_s$ vorhanden. Mit zunehmender Anfangsverstärkung G_o nimmt die nutzbare Verstärkung $G_o RV_s$ zu, die Anlaufzeit wird aber kleiner, die Schaltzeit grösser.
In der Situation: Anlaufzeit gerade gleich der Schaltzeit, gilt:

$$\ln G(q_A) = \ln G_o RV_s \qquad (q_A = q_s) \qquad 92)$$

Nimmt die Anfangsverstärkung weiter zu, bleibt nach Gl.61) die Anlaufzeit konstant. Die Verstärkung am Ende der Anlaufphase $G(q_A)$ ist unabhängig von der Anfangsverstärkung. Nach Gl.54) wird:

$$\ln G(q_A) = q_A \, (1/K) \qquad (q_A < q_s) \qquad 93)$$

und mit Gl.61)

$$\ln G(q_A) = \sqrt{\frac{2 \ln G_{tot}}{K}} \; . \qquad (q_A < q_s) \qquad 94)$$

Eine Abschätzung der Pulsbreiten ist mit Hilfe von Gl.83) möglich. Dabei muss in Betracht gezogen werden, dass im Fall $q_A < q_s$ die Schwellinversion am Ende der Anlaufphase noch nicht den minimalen Wert $n_{th}(q_s)$ erreicht hat. Für diesen Fall müssen in Gl.83) die verwendeten Werte von n_{th} geeignet erhöht werden. Der Effekt, dass die Verstärkung während der eigentlichen Pulsphase weiterhin anwächst (um den Faktor $e^{1/K}$ pro Durchgang) wird bei Werten der Schalterkonstanten von $K \approx 150$ vernachlässigbar.

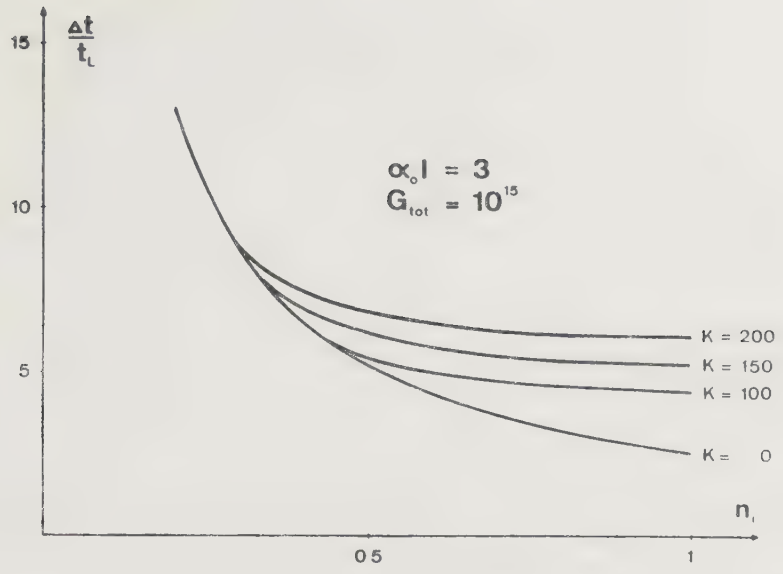


Fig. 31 Minimal erreichbare Pulsbreiten beim linearen Schalter als Funktion der Anfangsinversion.

Fig. 31 zeigt die nach Gl.83) berechneten Minimalwerte der Pulsbreiten für verschiedene Werte der Schalterkonstanten. Zum Vergleich ist die Kurve für $K = 0$ nach Gl.85) eingezeichnet. Abweichungen vom Fall $K = 0$ treten erst dann auf, wenn die Differenz zwischen Anfangsverstärkung und Schlusswert der Verluste so gross ist, dass die Anlaufzeit gleich der Schaltzeit wird. Die minimal erreichbaren Pulsbreiten liegen auch beim langsamen Schalter ($K > 100$) in der Grössenordnung einiger Resonatordurchgänge (für $G_o \geq 3$ gilt: $t/t_L < 10$).

Bei der Energieausbeute wirkt sich die langsame Aenderung der Verluste ähnlich aus wie bei der Pulsbreite. Nach Gl.94) wird das Verhältnis zwischen der Verstärkung im Zeitpunkt des Pulsaufbaus ($q = q_A$) und der maximal möglichen Verstärkung:

$$\frac{\ln G(q_A)}{\ln G_o R V_s} = \begin{cases} \sqrt{\dfrac{2 \ln G_{tot}}{K (\ln G_o R V_s)^2}} \leq 1 \quad ; \text{ für } K \geq \dfrac{2 \ln G_{tot}}{(\ln G_o R V_s)^2} & 95a) \\ 1 \qquad \text{für } K \leq \dfrac{2 \ln G_{tot}}{(\ln G_o R V_s)^2} & 95b) \end{cases}$$

Die Energieausbeute, bestimmt durch die Differenz zwischen Anfangs- und Schlusswert der Inversion $n_i - n_f(q_A)$ wird gemäss Gl.87) und 95) ebenfalls geringer. Fig. 32 zeigt die Reduktion der Energieausbeute für das Beispiel: $n_{th}(q_s) = 0.1$

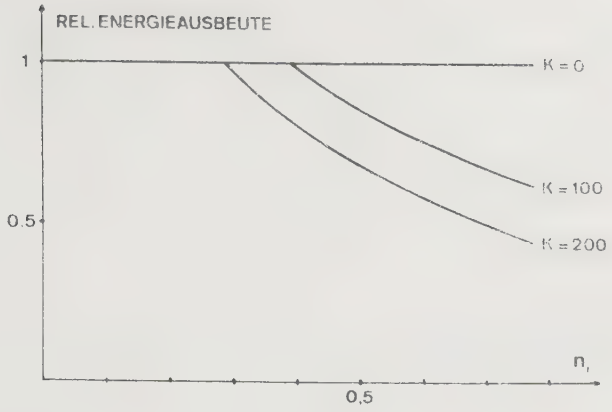


Fig. 32 Relative Energieausbeute für verschiedene Werte der Schalterkonstanten

Fig. 32 zeigt, dass bei grosser Anfangsinversion und relativ niedriger Schwellinversion die Energieausbeute bei langsamen Schaltern bis auf die Hälfte des Werts beim schnellen Schalter sinken kann.

Da auch die Pulsbreiten grösser werden, kann sich für die maximale Photonendichte eine beträchtliche Erniedrigung gegenüber dem Fall des schnellen Schalters ergeben.
In Fig. 33 sind die nach Gl.88),89) (mit $n_{th} = n_{th}(q_A)$) berechneten Werte der maximalen Photonendichte Φ_{mA} dargestellt (mit den Zahlenwerten für den Laser nach Fig. A).

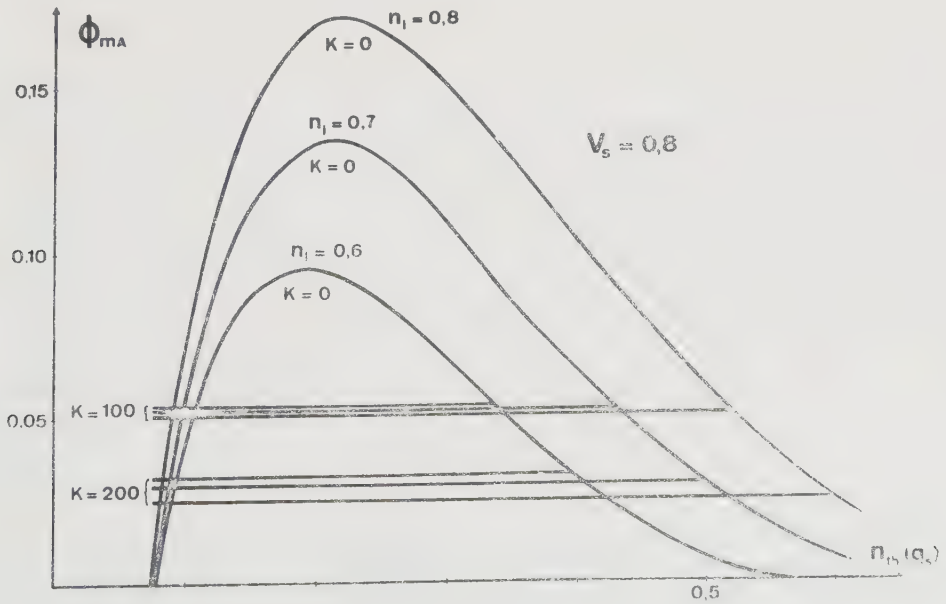


Fig. 33 Verlauf der maximalen Photonendichte als Funktion des Schlusswerts der Schwellinversion $n_{th}(q_s)$, mit der Anfangsinversion und der Schalterkonstanten als Parameter.

Die maximale Photonendichte ist beim langsamen Schalter beträchtlich reduziert, über weite Bereiche der Schwellinversion konstant und bei festem K nur schwach von der Anfangsinversion abhängig. Zusammengefasst ergibt sich, dass bei der Verwendung von langsamen Schaltern gegenüber dem schnellen Schalter die Pulsenergie und Spitzenleistung reduziert und die Pulsbreiten vergrössert werden.

6.8. Mehrfachpulse bei Schaltern mit grosser Schalterkonstanten ($K > 10$)

Ein grosser Nachteil der langsamen Schalter ist ferner, dass bei hoher Anfangsinversion Doppel- und Mehrfachpulse entstehen können [51], deren Auftreten entweder als Emission von Pulsen aus unterschiedlichen Gebieten des Kristalls oder als stufenweiser Abbau der Inversion im ganzen Kristall gedeutet werden kann. Die zweite Deutung ist plausibler, weil durch Veränderung der Schalterkonstanten (z.B. mit Hilfe einer Lummer-Gehrke Platte [52] die Pulszahl variiert werden kann.

6.81 Mehrfachpulse durch stufenweisen Inversionsabbau

Beim schnellen Schalter kann nach Fig. 28 für hohe Werte der Anfangsinversion der Schlusswert n_f sehr klein werden. Für diesen Fall gilt:

$$(n_i - n_f) = n_i \qquad 96a)$$

Beim langsamen Schalter kann der Fall eintreten (Vgl.Fig.32):

$$\frac{(n_i - n_f)(K>0)}{(n_i - n_f)(K=0)} \cong \frac{n_i - n_f(q_A)}{n_i} \cong 0.5 \qquad 96b)$$

Nach dem Puls verbleibt im Kristall eine Restinversion, die von der Grösse $n_f(q_A) \approx n_i/2$ werden kann (Fig. 34a). Dieser Schlusswert der Inversion ist erheblich kleiner als der momentane Wert der Schwellinversion $n_{th}(q_A)$. Da aber für hohe Anfangsinversionen der Schaltvorgang zur Zeit $q = q_A$ noch nicht abgeschlossen ist, sinkt die Schwellinversion $n_{th}(q)$ weiter ab $(q_A < q < q_s)$. Dabei kann der Fall eintreten, dass die Oszillationsbedingung

$$n_f(q_A) - n_{th}(q > q_A) = 0 \qquad 97)$$

ein zweites Mal erfüllt ist und ein zweiter Impuls entsteht. Die Anfangsinversion wird in mehreren Schritten (Fig. 34b) soweit abgebaut, bis der Schlusswert der Inversion nach der Emission der Pulsserie kleiner ist, als der Schlusswert der Schwellinversion. Diese Restinversion wird alsdann durch spontane Emission abgebaut.

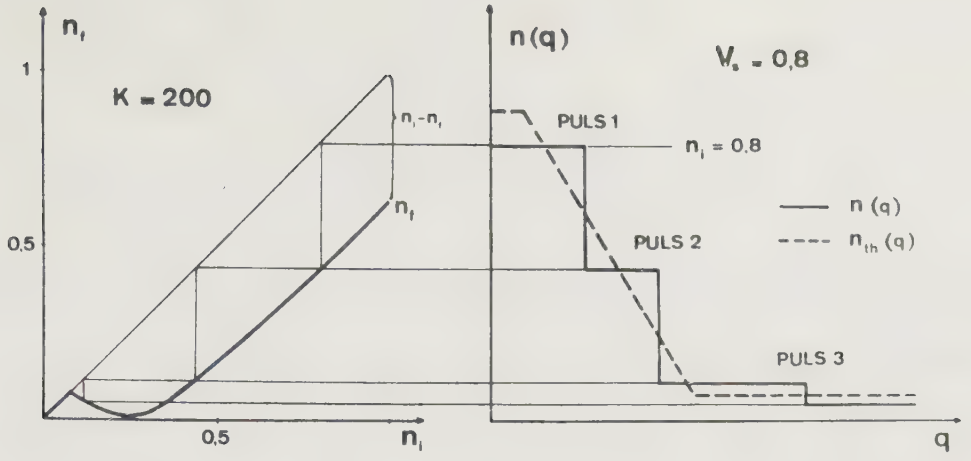


Fig. 34 Entstehung von Mehrfachpulsen anhand eines Beispiels:
a) Schlusswert der Inversion als Funktion der Anfangsinversion bei fester Schaltgeschwindigkeit (K = 200).
b) Abbau der Inversion durch eine Serie von drei Pulsen.

Experimentelle Untersuchungen am Laser nach Fig. A zeigen eine gute qualitative Uebereinstimmung mit der Theorie. Insbesondere zeigt das Experiment,

- dass die Spitzenleistung der Pulse nur schwach von der Pumpenergie abhängt,
- dass die Pulsbreiten gegenüber dem Fall des schnellen Schalters wesentlich vergrössert werden,
- dass bei hohen Pumpenergien Doppel- und Dreifachpulse entstehen,
- dass der zeitliche Abstand zweier Pulse Δt_{12} , der sich aus Fig.34 und Gl.55) zu

$$t_{12} = K \cdot \alpha \cdot l \cdot t_L \cdot (n_i - n_f) \cong 300 \text{ nsec}$$

abschätzen lässt, gut mit den experimentell beobachteten Werten;

$\Delta t_{12} \cong$ 270 nsec - 400 nsec übereinstimmt.

6.82 Unterdrückung von Mehrfachpulsen

Das Entstehen von Mehrfachpulsen beim Q-Switch mit dem Drehprisma nach dem in 6.81 beschriebenen Mechanismus kann verhindert werden, wenn die Anfangsverstärkung und die Schalterkonstante (Drehgeschwindigkeit des Prismas) so aufeinander abgestimmt werden, dass die Anlaufzeit von der Grösse der Schaltzeit wird.
Es wird verlangt, dass gelten soll:

$$q_s \leq q_A \leq 1{,}1\, q_s \qquad 98)$$

Damit ergibt sich aus den Gl.56),61):

$$\ln G_o RV_s = \sqrt{2 \ln G_{tot}/K} \qquad (q_A = q_s) \qquad 99a)$$

$$\ln G_o RV_s = \frac{1}{1.1}\sqrt{2 \ln G_{tot}/K} \qquad (q_A = 1.1\, q_s) \qquad 99b)$$

Bei vorgegebenen Werten der Resonatorverluste und der Totalverstärkung lassen sich aus Gl.99) die optimalen Kombinationen von Verstärkung und Schalterkonstanten ermitteln. Der Zusammenhang zwischen der Schalterkonstanten und der Drehgeschwindigkeit v_p des Prismas wird für den Laser nach Fig. A (Unter Verwendung von Gl.A3 und Fig. C ; s. Anhang):

$$K = \frac{10^5}{1{,}73 \cdot v_p\ (\text{Umdr./sec})} \qquad 100)$$

Die aus den Gl.99),100) berechneten optimalen Kombinationen von Drehgeschwindigkeit und Verstärkung zeigt Fig. 35.

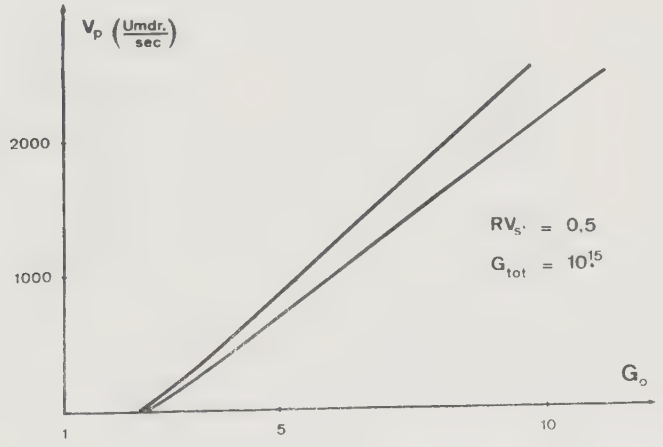


Fig. 35 Optimale Kombination von Verstärkung und Drehgeschwindigkeit beim Q-Switch mit dem Drehprisma.

Nach Fig.35 werden bei Verstärkungen von $G_o \approx 10$ zur Erfüllung der Bedingung 98) Drehgeschwindigkeiten von $v_p \approx 2500$ Umdr./sec benötigt; Drehgeschwindigkeiten, die technisch schwer realisierbar sind. Dazu kommt, dass bei diesen hohen Drehgeschwindigkeiten die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schaltstellungen des Prismas so kurz wird, dass die Erzeugung einer hohen Anfangsinversion nicht möglich ist. Dieses Verfahren zur Unterdrückung von Mehrfachpulsen hat somit nur beschränkte Wirksamkeit. Eine wirksamere Methode ist in 9.3 dargelegt.

7. LOESUNG DER SINGLE-MODE BILANZGLEICHUNGEN FUER DEN SELBSTGESTEUERTEN Q-SWITCH

Unter den Begriff der Selbststeuerung fallen die Schaltverfahren mittels :

- Ausbleichbaren Flüssigkeiten [54,55,56]
- Nichtlinearen Farbgläsern [57,58]
- Halbleiterreflektoren [59]

Bei diesen Schaltverfahren schafft sich der Laser selbst die Bedingungen, unter denen sich ein Riesenpuls aufbaut.

7.1 Schaltmechanismus bei ausbleichbaren Flüssigkeiten

Die meisten der bei Rubin-Riesenpulslasern verwendeten Schaltflüssigkeiten sind Lösungen von organischen Farbstoffen der Klasse der Polymethine oder der Phthalocyanine, welche im roten Bereich des Spektrums starke Absorptionsbanden aufweisen. Die Verwendbarkeit solcher Flüssigkeiten als Schalter beruht auf der Tatsache,dass ihre Absorption bzw. Transmission von der einfallenden Lichtintensität abhängt (Fig.36).

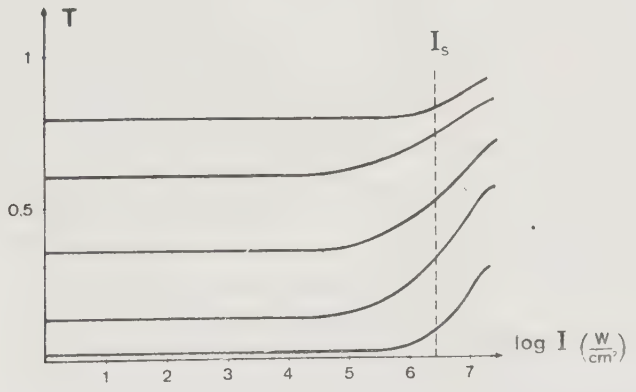


Fig. 36 Transmissionsverhalten einer typischen Schaltflüssigkeit (Kryptocyanin in Alkohol) als Funktion der einfallenden Intensität für verschiedene Konzentrationen (nach [60]).

Nach Fig. 36 verhält sich die Flüssigkeit bei kleinen Intensitäten wie ein linearer Abschwächer, die Transmission hängt nicht von der Intensität ab. Im Bereich der Sättigungsintensität I_s (10^5 W/cm^2 - 10^7 W/cm^2) nimmt die Transmission mit zunehmender Intensität ab. Für die Intensitätsabhängigkeit der Transmission gilt näherungsweise [61] :

$$T = T_o = \text{Anfangstransmission} \quad (I \ll I_s) \qquad 101)$$

$$T = T_o \frac{1}{1+I/I_s} \qquad (I \geq I_s/10) \qquad 102)$$

$$I_s = \hbar\omega/2\cdot\sigma_F\cdot\tau_F \quad ; \quad \tau_F = \text{Lebensdauer}, \quad \sigma_F = \text{Wirkungsquerschnitt}$$

In einem Laserresonator wirkt die Flüssigkeit als zusätzlicher Verlust, der erlaubt, eine hohe Anfangsinversion aufzubauen, ohne dass stimulierte Emission einsetzt. Wird der hohe Schwellwert der Inversion im Verlauf des Pumpprozesses dennoch überschritten, so wird die spontane Emission stimuliert verstärkt und baut sich zu einem "Spike" oder zum Anfang eines "Spike" auf. Uebersteigt die Intensität des sich aufbauenden "Spike" einen kritischen Wert I_c ($I_c < I_s$) so vergrössert sich die Transmission der Flüssigkeit. Die durch die Flüssigkeit verursachten Verluste werden kleiner, die wirksame Verstärkung und die Pulsintensität nehmen zu. Dadurch wird die Transmission weiter vergrössert. Der Schalter öffnet sich. Die Verluste sinken im Verlauf des Pulsaufbaus auf einen Schlusswert, der durch die Spitzenintensität des Pulses, die Resonatorverluste RV_s und die Schalteigenschaften der Flüssigkeit bestimmt ist. Auf der abfallenden Flanke des Riesenpulses, d.h. mit abnehmender Intensität, steigen die Verluste wieder an, die Flüssigkeit kehrt mit einer gewissen Verzögerungszeit in den Anfangszustand der Transmission T_o zurück. Der Schalter schliesst sich von selbst.

7.2 Zeitlicher Ablauf des Schaltvorgangs

Die Absorption der Flüssigkeit resultiert aus elektronischen Uebergängen zwischen dem Grundzustand der Farbstoffmoleküle und ihrem ersten angeregten Singlett-Zustand [60]. Ihr Wert hängt von der Differenz der Besetzungszahlen der beanspruchten Energieniveaus ab. Diese Differenz hängt ihrerseits von der Zahl der an den Absorptions- und Relaxationsprozessen beteiligten Niveaus und Bändern, deren Wirkungsquerschnitten und Lebensdauern, sowie vom zeitlichen Verlauf und der Dauer der anregenden Strahlung ab. Da der Zeitverlauf der Strahlung seinerseits mit dem zeitlichen Verlauf der Absorption und mit den Laserparametern verknüpft ist, lässt sich kein analytischer Ausdruck für den Zeitverlauf der Verluste angeben. Fig. 37 zeigt schematisch den Schaltverlauf für den Spezialfall des rechteckförmigen Verlaufs der anregenden Strahlung.

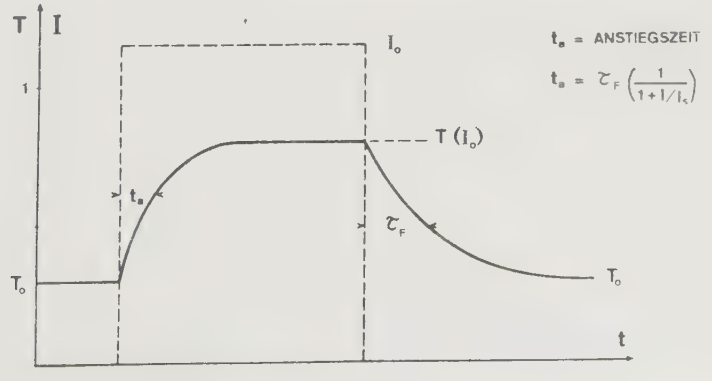


Fig. 37 Schematischer Zeitverlauf der Transmission einer Schaltflüssigkeit (durchgezogene Kurve) für einen Rechteckverlauf der anregenden Strahlung (unterbrochene Kurve) (Nach [62]).

Da kein analytischer Ausdruck für den Zeitverlauf der Verluste gewonnen werden kann, müssen die Vorgänge in einem selbstgesteuerten Riesenpulslaser anhand eines Bilanzgleichungssystems betrachtet werden, welches ausser den Gleichungen für die Inversion und die Photonendichte eine dritte, mit den beiden ersten gekoppelte Gleichung für den zeitlichen Verlauf der Besetzungszahldifferenz des Absorbers enthält [63].

7.3 Anlaufphase , Anlaufzeit

Da nach Gl.101) die Verluste und somit die Schwellinversion für kleine Photonendichten bzw. Intensitäten konstant sind, kann die Oszillationsbedingung $(n_i - n_{th}) = 0$ (mit $d/dq\,(n_i - n_{th}) > 0$) nur erfüllt werden, wenn das Anwachsen der Inversion durch das optische Pumpen berücksichtigt wird.

In der Anlaufphase können die Bilanzgleichungen wie folgt angesetzt werden:

$$n = n'_{th} + P \cdot q \qquad 103)$$

$$\frac{d\Phi}{dq} = \ln G_o \cdot RV_s \cdot T_o \qquad 104)$$

Mit P = Pumprate = $\Delta n/\Delta q$ = Zuwachs der Inversion pro Resonatordurchgang infolge des optischen Pumpens.

$$n'_{th} = -\frac{1}{\alpha_o \cdot l} \ln RV_s \cdot T_o \qquad 105)$$

Für den Anstieg der Photonendichte ergibt sich aus Gl.103),104):

$$\phi(q) = \phi(0)\ \exp\left(P \cdot \alpha_o \cdot l \cdot q^2/2\right) \qquad 106)$$

Am Ende der Anlaufphase ($q = q_A$) wird aus Gl.106) (in log.Form)

$$\ln \frac{\phi(q_A)}{\phi(0)} = \frac{P \cdot \alpha_o \cdot l \cdot q_A^2}{2} \qquad 107)$$

Die in der Anlaufphase erforderliche Totalverstärkung $\phi(q_A)/\phi(0)$ liegt beim Flüssigkeitsschalter in der gleichen Grössenordnung wie beim fremdgesteuerten Schalter (Gl.70). Die Anlaufzeit ergibt sich aus Gl.107) zu:

$$q_A = \sqrt{\frac{2 \ln G_{tot}}{P \cdot \alpha_o \cdot l}} \qquad 108)$$

Ein Vergleich mit Gl.61)liefert die Schalterkonstante des Flüssigkeitsschalters:

$$K = 1/P \cdot \alpha_o \cdot l \qquad 109)$$

Abschätzung der Schalterkonstante und der Anlaufzeit

Die Pumprate P hängt von der Differenz zwischen Pumpenergie E_o und Schwellenergie E_{th} ab. Mit zunehmender Energiedifferenz $(E_o - E_{th})$ wird der Zuwachs der Inversion pro Resonatordurchgang grösser. Zahlenwerte für P können dem Zeitverlauf der Inversion (Fig. 4) entnommen werden. Es ergibt sich:

$$P = (E_o - E_{th})(\text{in Wsec}) \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-9} \quad \text{pro Wsec und Resonatordurchgang} \qquad 110a)$$
$$\cong 10^{-7} - 10^{-5}$$

Somit: $K \cong 10^5 - 10^7$ 110b)

und $q_A \cong 10^3 - 10^4 \cong 10^{-6}$ sec $- 10^{-5}$ sec 110c)

Der Flüssigkeitsschalter ist also, zumindest in der Anlaufphase, sehr langsam ($K \geq 10^5$). Die Anlaufzeiten sind entsprechend gross; es können sich wohldefinierte Moden ausbilden.

7.4 Pulsaufbau ; Pulsphase

Für den Pulsaufbau und den Verlauf der Pulsparameter, Energie, Pulsdauer und Leistung in der Pulsphase können nur unter ganz speziellen Voraussetzungen analytische Ausdrücke hergeleitet werden. Im allgemeinen muss das Bilanzgleichungssystem numerisch integriert werden [64]. Die wichtigsten Parameter sind dabei;

- Die Erhöhung der Schwellinversion durch den Absorber $(n'_{th} - n_{th})$.
- Der Schlusswert der Schwellinversion n_{th} (Resonatorverluste, Restabsorption).
- Die Lebensdauer τ_F und der Wirkungsquerschnitt σ_F des absorbierenden Uebergangs.

Ein Beispiel eines numerisch ermittelten Zeitverlaufs der durch die Bilanzgleichungen beschriebenen Grössen ist in Fig. 38 gezeigt. (Nach [64]).

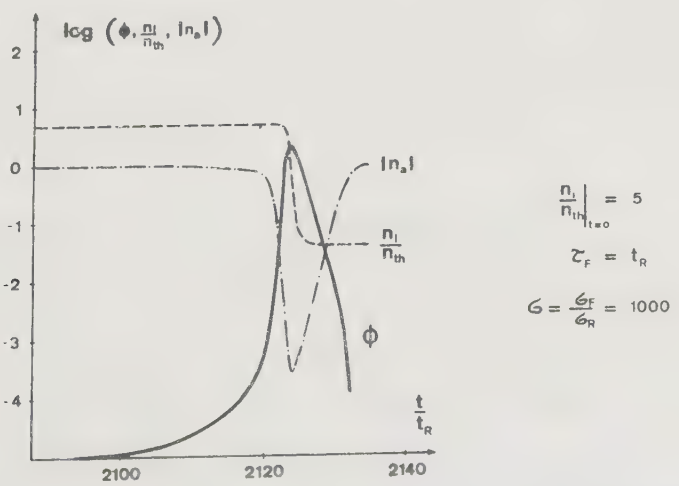


Fig. 38 Numerisch ermittelter Zeitverlauf der Photonendichte, der normierten Inversion und der normierten Besetzungszahldifferenz des Absorbers in der Pulsphase für spezielle Zahlenwerte der Lebensdauer τ_F und des Wirkungsquerschn. σ_F

Die Auswertungen zeigen, dass bei festen Inversionswerten die Eigenschaften der verwendeten Schaltflüssigkeiten, vor allem deren Lebensdauern τ_F die Pulsparameter stark beeinflussen.

Einfluss der Schaltflüssigkeit auf die Pulsparameter

Die Wirkungsquerschnitte der Farbstoffmoleküle bei der Rubinlaserwellenlänge liegen zwischen 10^{-15} cm^2 und 10^{-17} cm^2 [65].
Zusammen mit dem Wirkungsquerschnitt des Rubins $\sigma_R \cong 2 \cdot 10^{-20}$ cm^2 ergibt sich:

$$\sigma = \frac{\sigma_F}{\sigma_R} = 10^3 - 10^5 \qquad 111)$$

Der Einfluss einer Variation von σ im Bereich nach Gl.111) auf die Pulsparameter ist minimal. Die Lebensdauer τ_F dagegen kann die Pulsparameter merklich beeinflussen.
Im Bereich $\tau_F > t_R$ (t_R = Abklingzeit des Resonators Vgl.3.1) ist im Zeitpunkt, in welchem die Inversion merklich zu ändern beginnt, die Besetzungszahldifferenz der Absorbers $|n_a|$ sehr klein (Fig. 38) die Flüssigkeit also ausgebleicht. In diesem Fall kann in der Pulsphase der Flüssigkeitsschalter als schneller Schalter betrachtet werden. Die Pulsparameter lassen sich aus dem Anfangswert der Schwellinversion n'_{th} und dem Schlusswert der Schwellinversion n_{th} ermitteln (Vgl.6.6). Die Sättigungsenergie, die Energie, welche der entstehende Puls aufwenden muss, um den Schalter zu öffnen und offenzuhalten, ist vernachlässigbar klein.
Im Bereich kürzerer Lebensdauern $\tau_F < t_R$ (nach [66] beträgt für Kryptocyanin: $\tau_F \cong 2 \cdot 10^{-11}$ sec) ist die Absorptionsflüssigkeit in der Pulsphase noch nicht ausgebleicht, der Anstieg der Leistung erfolgt langsamer, die Pulsdauer nimmt zu, die Spitzenleistung ab. Durch das Oeffnen und Offenhalten des Schalters wird dem Impuls Energie entzogen, die Pulsenergie nimmt ab. Falls der Schalter in der Pulsphase nicht gänzlich geöffnet wird, verkleinert sich zusätzlich auch die abbaubare Inversionsdifferenz $(n'_{th} - n_f)$, die Energieausbeute wird weiter verkleinert.

7.5 Mehrfachpulse bei Flüssigkeitsschaltern

Bei der Verwendung von Flüssigkeitsschaltern können Mehrfachpulse und Pulsserien auftreten.
Falls der Pumpvorgang nach der Entstehung des ersten Pulses und dem Schliessen des Schalters weiter andauert, kann die Restinversion n_f soweit vergrössert werden, dass die Schwelle n'_{th} ein zweites Mal überschritten wird und sich ein zweiter Riesenpuls aufbaut (Fig. 39).

Bei langandauerndem Pumpen können Serien von Riesenpulsen erzeugt werden, deren Pulsabstände durch die Wirksamkeit der Pumpquelle und die Schwellerhöhung durch den Absorber ($n'_{th} - n_{th}$) bestimmt sind und zwischen einigen 100 nsec und 100 /usec betragen.
Aus dieser Betrachtungsweise geht die normale Laseremission, das sogenannte "Spiking" als Grenzfall verschwindender Konzentration der Absorptionsflüssigkeit $\left[(n'_{th} - n_{th}) \rightarrow 0\right]$ hervor.

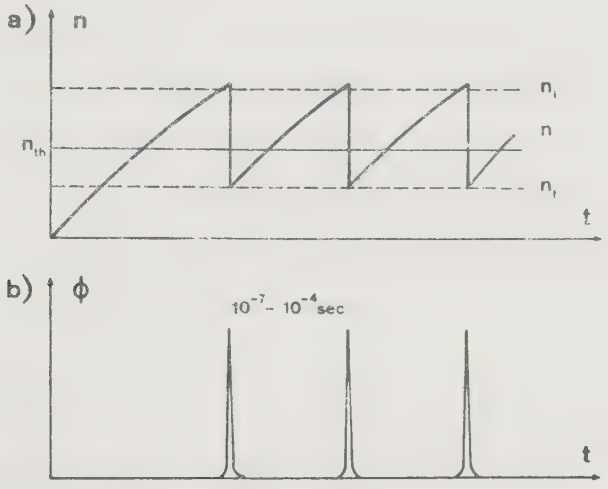


Fig. 39 Prinzipdarstellung der Entstehung von Mehrfachpulsen bei Flüssigkeitsschaltern: a) Zeitlicher Verlauf der Inversion b) Zeitlicher Verlauf der Photonendichte. Die Pumpquelle wird mit konstanter Leistung angenommen.

8. EXPERIMENTELLE REALISATION DES SINGLE-MODE FALLS

Spektrale Untersuchungen am Laser nach Fig. A mit stationärem und drehendem Prisma (freilaufender und Q-Switch-Betrieb) zeigen, dass zwar die Verwendung eines Schalters die Linienbreite der Emission reduziert, dass aber im Q-Switch-Betrieb immer noch sehr viele Moden schwingen können (Vgl.11.5).
Soll der durch die Bilanzgleichungen beschriebene Single-Mode Fall im Experiment realisiert werden, so muss die Emission in einem bevorzugten Mode des Resonators erfolgen. Dazu müssen notwendigerweise die unerwünschten Moden und/oder Frequenzen unterdrückt werden. Die in der Literatur bekannten Aussonderungsverfahren werden in frequenzselektierende und modenselektierende Verfahren unterteilt. Liese Unterscheidung und die Klassifizierung der einzelnen Verfahren sind mehr oder weniger willkürlich, da mit einer Frequenzselektion immer eine Modenselektion verbunden ist und umgekehrt.

8.1 Frequenzselektion

Die gebräuchlichsten Verfahren der Frequenzselektion;

- Etalonreflektor [67,68]
- "Transmission Mode-Selector" [69]
- "Fox & Smith"-Reflektor [70]
- "Segmented rod" oder "Many Element"-Laser [71,72]

beruhen auf einer Umgestaltung des passiven Resonators zu einem System von gekoppelten Resonatoren (Mehrfachresonator).
Da jede planparallele Platte eines transparenten Dielektrikums, insbesondere ein planparalleler optisch homogener Laserstab als frequenzselektierendes Element(Fabry-Perot-Interferometer) wirkt, gelten die Beziehungen für den Resonator nach 3.1 streng nur für einen Laserstab, dessen Endflächen ideal antireflektierend behandelt sind. Im allgemeinen bildet schon die einfache Konfiguration des Resonators (Fig. 14) ein System von drei gekoppelten Resonatoren (Fig. 40),in welchem eine zusätzliche Frequenzselektion dadurch zustandekommt, dass die Resonanzbedingungen in jedem der Teilresonatoren gleichzeitig erfüllt sein müssen.

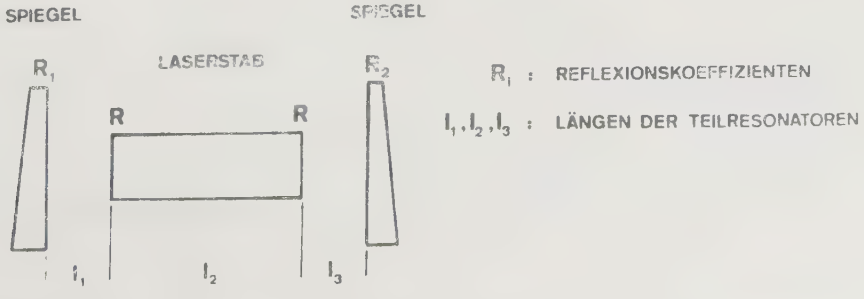


Fig. 40 Aufspaltung des passiven Resonators in mehrere Teilresonatoren.

La in der Regel ($R \ll R_1, R_2$) diese zusätzliche Frequenzselektion nicht ausreicht, um sämtliche unerwünschten Moden zu diskriminieren, wird bei den obgenannten Verfahren der ursprüngliche Resonator um einen oder mehrere teilreflektierende Spiegel erweitert. Das Reflexions- bzw. Transmissionsverhalten solcher Mehrfachresonatoren und damit die Frequenzselektivität der Anordnung können mit Hilfe der Matrizen methode [17] ermittelt werden.

Beim Etalonreflektor wird anstelle des einen Endspiegels des Resonators eine unverspiegelte Planplatte oder ein Satz von Planplatten aus Glas, Quarz oder Saphir verwendet (Vgl.3.2).
Beim "Transmission Mode-Selector" (TMS) wird eine teilreflektierende Platte zwischen die Endspiegel des Resonators gestellt.
Beim "segmented-rod" Laser und beim "Many Element"-Laser wird das aktive Medium in mehrere Planplatten aufgeteilt.
Beim "Fox & Smith"-Reflektor wird ein zusätzlicher Spiegel mittels eines Strahlteilers an den ursprünglichen Resonator angekoppelt.

Im Q-Switch- Betrieb werden zur Erzeugung von Single-Mode Impulsen vor allem die Methoden des Etalonreflektors [73], des Transmission Mode-Selectors [74] oder eine Kombination der beiden [75] verwendet.

Frequenzselektion mit doppelbrechender Platte

Ein weiteres, beim Rubinlaser mit 60° und 90° Rubinen verwendbares Verfahren der Frequenzselektion, beruht auf dem Dichroismus des Rubins, der im Laserbetrieb eine Polarisationsabhängigkeit der Verstärkung verursacht. Eine doppelbrechende Planplatte, geeignet im Resonator plaziert, hat neben ihrer Wirkung als TMS den Effekt, die Verluste für alle diejenigen Frequenzen zu erhöhen, bei welchen die Phasenschiebung nach zweimaligem Durchlaufen der Platte nicht exakt ein ganzes Vielfaches von 2π beträgt. Das ursprünglich senkrecht zur c-Achse des Rubins polarisierte Licht enthält für diese Frequenzen beim Wiederauftreffen auf den Kristall eine Komponente der Polarisation parallel zur c-Achse des Rubins. Diese Komponente wird beim Durchgang durch den Rubin soviel weniger verstärkt, dass sie als Verlust betrachtet werden muss.
Die Wirkung einer doppelbrechenden Platte auf die spektrale Breite der Emission ist mit derjenigen eines Etalonreflektors nach Fig. 15 vergleichbar, die Verwendbarkeit der Methode im Q-Switch-Betrieb ist jedoch infolge der geringen Belastbarkeit der doppelbrechenden Komponente auf Riesenpulslaser kleiner Leistung beschränkt [76].

8.2 Modenselektion

Die Aussonderung von Moden und Modentypen erfolgt entweder durch eine Bevorzugung gewünschter Modentypen oder durch eine Erhöhung der Verluste für die unerwünschten. Die bekanntesten Verfahren der Modenselektion sind:

- Verwendung eines Flüssigkeitsschalters [77,78]
- Verwendung von speziellen Resonatorkonfigurationen [79,80]
- Verwendung eines gegen die Laserachse verkippten TMS [74]

8.21 Natürliche Modenselektion des Flüssigkeitsschalters

Es wurde beobachtet [77] (12.2), dass die Verwendung dieses Schaltverfahrens die Linienbreite der Emission stärker einengt, als die Anwendung anderer Schaltverfahren. Zur Deutung dieser Erscheinung werden zwei Mechanismen vorgeschlagen. Beiden liegt eine Bevorzugung derjenigen Moden und Modentypen zugrunde, welche a priori im Resonator die grösste Verstärkung (die geringsten Verluste) aufweisen.

a) Modenselektion in der Anlaufphase

Nach [78] ist die Modenselektivität des Flüssigkeitsschalters auf die lange Dauer der Anlaufphase (Gl.110c) zurückzuführen. Bei zwei benachbarten Moden gleicher Startphotonendichte $\phi(0,\omega)$; $\phi(0,\omega+\Omega)$, die sich in den Verlusten oder in der Verstärkung um den Faktor S unterscheiden, wird das Verhältnis der Photonendichten am Ende der Anlaufphase:

$$\frac{\phi(q_A,\omega)}{\phi(q_A,\omega+\Omega)} = S^{q_A} \qquad 112a)$$

Mit den Zahlenwerten: $S = 1.001$; $q_A = 10^4$ folgt aus Gl.112a):

$$\frac{\phi(q_A,\omega)}{\phi(q_A,\omega+\Omega)} = 2\cdot 10^4 \qquad 112b)$$

Demnach (Gl.112b) reichen geringe Verstärkungs- oder Verlustunterschiede aus, um die schwächer verstärkten Moden in der Anlaufphase zu unterdrücken. Beim Oeffnen des Schalters sind nur noch einige wenige, vorwiegend axiale Moden, deren Resonanzfrequenzen in der Nähe der Linienmitte liegen, im entstehenden Riesenpuls enthalten.

b) Modenselektion durch inhomogene Linienverbreiterung

Die Verbreiterung des Absorptionsbands der Schaltflüssigkeit erscheint inhomogen, falls die Querrelaxationszeit T_2 von der Grössenordnung der Pulsdauer ist, oder falls die Photonendichte bei einer bestimmten Frequenz so gross wird, dass die Absorptionsrate die Querrelaxationsrate übersteigt. In diesen Fällen kann eine selektive Sättigung der Absorption ("Spectral holeburning") bei der Frequenz des Mode mit der grössten relativen Verstärkung erfolgen.

Ist die Bandbreite des "Spectral hole" ($\Delta\nu_{hom}$) kleiner als der Modenabstand, so vollzieht sich der Schaltvorgang nur für diesen einen Mode. Durch das Ansteigen der Photonendichte bei dieser Frequenz wird die Inversion abgebaut. Damit sinkt die Verstärkung bei den andern Eigenschwingungen, welche demzufolge die zur Sättigung des Absorbers bei ihrer Resonanzfrequenz erforderliche Photonendichte nicht erreichen können. Für den Fall $\Delta\nu_{hom} \geq c/2\,L^*$ kann die Emission in Gruppen von benachbarten Eigenschwingungen erfolgen.

Die spektrale Breite des "Lochs", $\Delta\nu_{hom}$, ist von der Art des Farbstoffs abhängig. Nach [81,82] sind Lösungen von Phthalocyaninen innerhalb der laserfähigen Breite des Rubins homogen verbreitert. Für andere Farbstoffe finden sich Beweise für eine spürbare Inhomogenität der Verbreiterung [83,84]. Da aber auch homogen verbreiterte Flüssigkeiten (nach [85] ist für Kryptocyanin $\Delta\lambda_{hom} \leq 20$ Å) modenselektierend wirken (Vgl.12.2), kann angenommen werden, dass die Modenselektivität des Absorbers hauptsächlich der langen Dauer der Anlaufphase zuzuschreiben ist und dass einer eventuellen Inhomogenität der Verbreiterung eine sekundäre Rolle zukommt.

8.22 Modenselektion durch spezielle Resonatorkonfigurationen

Die Theorie optischer Resonatoren [14-16] zeigt, dass bei konfokalen Resonatoren, hemisphärischen oder dazu äquivalenten konzentrischen Resonatoren, das Verhältnis zwischen den Verlusten von transversalen Moden höherer Ordnung und den Verlusten axialer Moden gegenüber demjenigen eines Resonators mit ebenen Spiegeln ansteigt. Die im Q-Switch-Betrieb gebräuchlichen Verfahren;

- Verwendung eines sphärischen Resonators [86-88]
- Verwendung einer Modenblende [89]

resultieren dementsprechend in einer Unterdrückung von transversalen Moden. In einigen Fällen wird durch die Resonatorkofiguration ein transversaler Modentyp niedriger Ordnung (z.B. TEM_{01} [80]) isoliert.

8.3 Experimentelle Realisation des Single-Mode Falls

Aus der Literatur ist zu entnehmen, dass es bei der Anwendung einer Kombination von moden- und frequenzselektierenden Elementen gelingt, Riesenpulse zu erzeugen, deren spektrale Breite kleiner ist, als der Abstand zweier axialer Moden. Fig. 41 zeigt einen typischen Versuchsaufbau zur Erzeugung von Single-Mode Impulsen (nach [79] Vgl. Fig. B , Anhang)

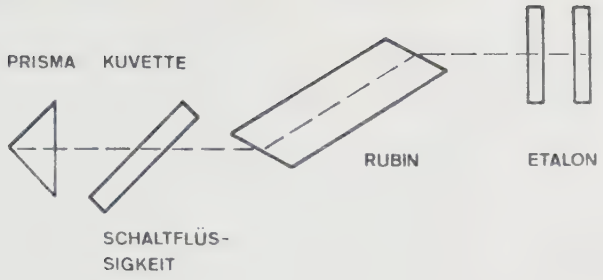


Fig. 41 Experimenteller Aufbau zur Erzeugung von Single-Mode Riesenpulsen (nach [79]).

Die im Fabry-Perot-Interferometer (FPI) beobachtete Linienbreite ist kleiner als der axiale Modenabstand. Das Fehlen von transversalen Moden wird anhand des Oeffnungswinkels der Strahlung und des Intensitätsprofils, beides im Fernfeld gemessen, nachgewiesen. Eines der Hauptkennzeichen der Single-Mode Emission ist nach [88, 89] die Reproduzierbarkeit der Pulsparameter. Der Pulsverlauf ist glatt und annähernd gaussförmig, die Pulsdauern betragen zwischen 10 nsec und 20 nsec, die Spitzenleistungen zwischen ~1 MW und ~30 MW, die Pulsenergien E_{out} liegen entsprechend zwischen 10 mWsec und 100 mWsec. Diese Werte der Spitzenleistung und der Energieausbeute betragen, aus Gründen die nicht allein dem "Spectral holeburning" zugeschrieben werden können [90] nur einen Bruchteil dessen, was gemäss den Abschätzungen (6.6) zu erwarten wäre.

8.4 Experimente zum "Few-Mode"-Fall

In der experimentellen Anordnung nach Fig. B (Anhang) konnten die in Fig. 42 gezeigten Resultate erzielt werden.

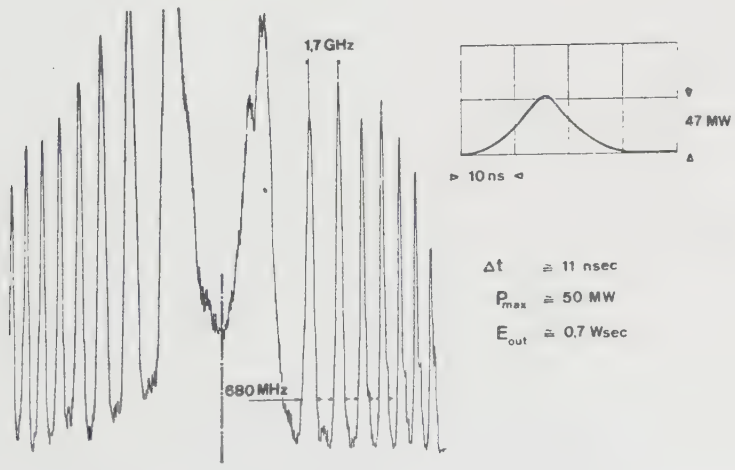


Fig. 42 Spektrale Breite und Pulsform eines mit Flüssigkeitsschalter und Etalonreflektor erzeugten Riesenpulses.

Die spektrale Breite der Emission von $\Delta\nu$ = 680 MHz zeigt, dass nur einige wenige axiale Moden (Ω = 130 MHz) an der Emission beteiligt sind. Die Beobachtung des Nahfelds und die Tatsache, dass die axialen Moden im Fabry-Perot-Interferometer nicht aufgelöst werden, deuten auf die Beteiligung von transversalen Moden hin.
Der Single-Mode Fall konnte nicht realisiert werden. Die Hauptgründe dafür liegen in der schlechten optischen Qualität des Verneuil-Rubins und der Etalonplatten sowie in der zu grossen optischen Länge des Resonators.
Im vorliegenden "Few-Mode"-Fall bildet sich, analog zum Single-Mode-Fall ein einheitlicher Schwingungszustand aus, der sich im glatten annähernd gaussförmigen Pulsverlauf, in einem homogenen Intensitätsprofil über den Strahlquerschnitt und in einer guten Reproduzierbarkeit widerspiegelt.
Dieser einheitliche Schwingungszustand lässt sich als Ueberlagerung der Amplituden von mehreren zeitlich und örtlich unabhängigen Moden verschiedener transversaler Ordnung mit statistisch verteilten und zeitlich konstanten Phasen interpretieren. Andernfalls müsste sich die Präsenz von zwei oder mehr axialen Moden in einer ausgeprägten Modulation des Pulsverlaufs bemerkbar machen, welche bei einer Bandbreite des verwendeten Detektionssystems von ~1 GHz (s.Anhang) im Pulsverlauf zu sehen sein müsste (Vgl.Fig. 2 aus Ref.[91]).
Die Pulsdauer liegt nur wenig über dem nach Gl.83) für den Single-Mode Fall erwarteten Wert von $\Delta t \approx 8$ nsec. Die Resultate bezüglich Spitzenleistung und Pulsenergie bleiben um eine Zehnerpotenz hinter den erwarteten Werten (6.6) zurück.

9. KOMBINATION ZWEIER SCHALTVERFAHREN; UNTERDRUECKUNG VON MEHRFACHPULSEN

Bei der Verwendung eines langsamen fremdgesteuerten Schalters (z.B. Drehprisma) oder eines selbstgesteuerten Schalters (z.B. Ausbleichbare Flüssigkeit) treten bei hohen Pumpenergien Mehrfachpulse auf. Die gleichzeitige Anwendung des Drehprismas und des Flüssigkeitsschalters bietet die Möglichkeit diese Mehrfachpulse zu unterdrücken. Bei geeigneter Wahl der Drehgeschwindigkeit des Prismas und der Konzentration der Flüssigkeit, beeinflussen sich die beiden Schaltverfahren gegenseitig so, dass auch bei hohen Pumpenergien nur Einzelimpulse entstehen. Ein weiterer Vorteil dieses Vorgehens zeigt sich im Experiment. Bei der gleichzeitigen Anwendung beider Schalter werden höhere Werte der Pulsenergie und der Spitzenleistung erreicht, als bei der alleinigen Anwendung des Drehprisma- oder des Flüssigkeits-Q-Switch.

9.1 Schaltvorgang; Schaltzeit

Der zeitliche Verlauf des Schaltvorgangs bei der Kombination der Schaltverfahren ist in Fig. 43 dargestellt.

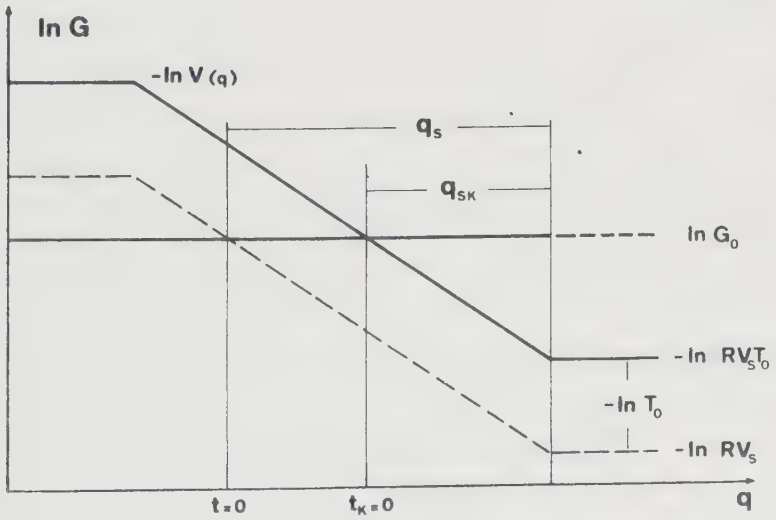


Fig. 43 Zeitlicher Verlauf der Verluste bei der Kombination der Schaltverfahren.

Die gestrichelte Kurve in Fig. 43 zeigt den Verlauf der Verluste beim Drehprisma allein (Anfangstransmission der Flüssigkeit $T_0 = 1$). Durch das Einbringen der Schaltflüssigkeit in den Resonator werden zwar die Verluste um den Faktor T_0 erhöht (durchgezogene Kurve) die Schalterkonstante (die Steilheit der Rampe) bleibt jedoch, wenigstens in der Anlaufphase, unverändert.

Bei der Anfangsverstärkung G_o wird die Schwelle zur Zeit $t_K = 0$ überschritten. Der Schaltvorgang ist zur Zeit $q = q_{sK}$ abgeschlossen. Ein Vergleich mit dem Wert der Schaltzeit q_s beim Drehprisma allein zeigt, dass der zusätzliche Verlust eine Verkürzung der Schaltzeit bewirkt. Da bei der Kombination der Schalter die Schalterkonstante K nicht verändert wird, kann die Herleitung des Ausdrucks für die Schaltzeit analog zu 6.1 erfolgen. Die Schaltzeit wird:

$$q_{sK} = K \ln G_o RV_s T_o \leq q_s \qquad 113)$$

Der Wert der Schaltzeit q_{sK} kann bei fester Anfangsverstärkung G_o und festen Resonatorverlusten RV_s durch Veränderung der Drehgeschwindigkeit und/oder der Konzentration der Flüssigkeit variiert werden. Insbesondere kann die Schaltzeit bei fester Drehgeschwindigkeit des Prismas durch Erhöhen der zusätzlichen, durch T_o charakterisierten Verluste soweit verkleinert werden, dass der langsame Schaltvorgang abgeschlossen ist, wenn die Pulsphase beginnt. Für diesen Fall verhält sich die Kombination der Schalter wie ein einziger schneller fremdgesteuerter Schalter.

9.2 Unterdrückung von Mehrfachpulsen

Durch Verwendung eines Flüssigkeitsschalters kann erreicht werden, dass die Pulsphase erst dann beginnt, wenn der langsame Schaltvorgang des Drehprismas abgeschlossen ist. Das Entstehen von Mehrfachpulsen durch den Mechanismus des stufenförmigen Inversionsabbaus (6.81) wird dadurch verunmöglicht. Das Drehprisma verursacht beim Ausschwenken aus der Parallelität ein Wiederansteigen der Verluste. Somit wird auch die Entstehung von Mehrfachpulsen infolge des fortgesetzten optischen Pumpens (7.5) verhindert. Diese Unterdrückung der Mehrfachpulse durch die gegenseitige Beeinflussung der Schaltverfahren wurde experimentell nachgewiesen (Fig. 44).

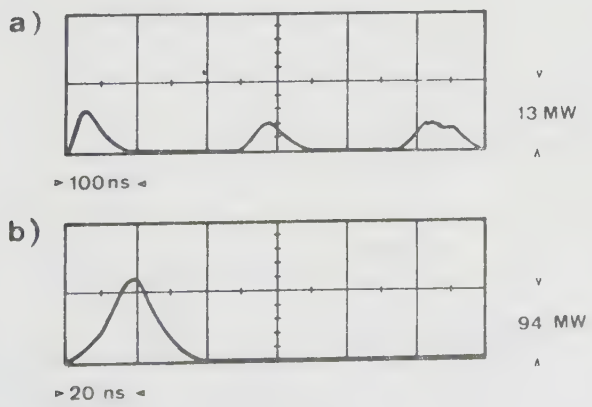


Fig. 44 Emission des Riesenpulslasers: a) mit Drehprisma Q-Switch
b) mit der Kombination Drehprisma-Flüssigkeitsschalter.

Fig. 44 zeigt zwei unter gleichen Eingangsbedingungen erzeugte Laseremissionen. Bei der Verwendung des Drehprisma Q-Switch tritt eine Serie von drei Impulsen auf. Die Spitzenleistung beträgt ~ 10 MW , die Pulsdauern liegen zwischen 30 nsec und 60 nsec (Fig. 44a). Die zusätzliche Verwendung des Flüssigkeitsschalters zwingt den Laser zur Emission eines Einzelpulses mit einer Spitzenleistung von ~100 MW und einer Pulsdauer von ~20 nsec (Fig. 44b).

9.3 Optimierung der Schaltparameter

Die optimale Situation beim schnellen Schalter ist erreicht, wenn die Schaltzeit klein gegen die Anlaufzeit ist, d.h. wenn gilt: $q_s \ll q_A$. Da jedoch das Drehprisma beim Ausschwenken aus der Parallelität die Verluste wieder vergrössert (Vgl.Fig.C ; Anhang), ist die bestmögliche Situation für die Kombination der Schalter erreicht, wenn für Schalt- und Anlaufzeit die Bedingung $q_{sK} \approx q_{AK}$ erfüllt ist.

Der Schaltvorgang bei der Kombination entspricht in der Anlaufphase demjenigen des Drehprismas. Demzufolge kann die Herleitung der Anlaufzeiten analog zu 6.2 erfolgen.
Die Anlaufzeit wird:

$$q_{AK} = \begin{cases} \sqrt{2\,K \ln G_{tot}} & (q_{AK} < q_{sK}) \qquad 114a) \\ \dfrac{\ln G_{tot}}{\ln G_o RV_s T_o} + \dfrac{K}{2} \ln G_o RV_s T_o & (q_{AK} > q_{sK}) \qquad 114b) \end{cases}$$

Mit der Forderung $q_{AK} \approx q_{sK}$ ergibt sich aus Gl.113) bzw. 114a):

$$\ln G_o RV_s T_o \approx \sqrt{2 \ln G_{tot}/K} \qquad 115)$$

Aus Gl.115) lassen sich für ein bestimmtes Experiment (vorgegebene Anfangsverstärkung G_o , Resonatorverluste RV_s und Totalverstärkung G_{tot}) die Zahlenpaare für die Drehzahl v_p (in K enthalten;Gl.100) und die Anfangstransmission T_o ermitteln, welche das Schaltverfahren optimieren. Zur numerischen Abschätzung dieser Werte wird verlangt, dass gelten soll:

$$q_{sK} < q_{AK} < 1.1\, q_{sK} \qquad 116)$$

Mit dieser Forderung wird erreicht, dass am Ende der Anlaufphase die Verluste minimal sind. Fig. 45 zeigt die Auswertung von Gl.115) und 116) mit den Zahlenwerten für den Laser nach Fig. B und den Annahmen: $RV_s = 0.5$; $G_{tot} = 10^{15}$.

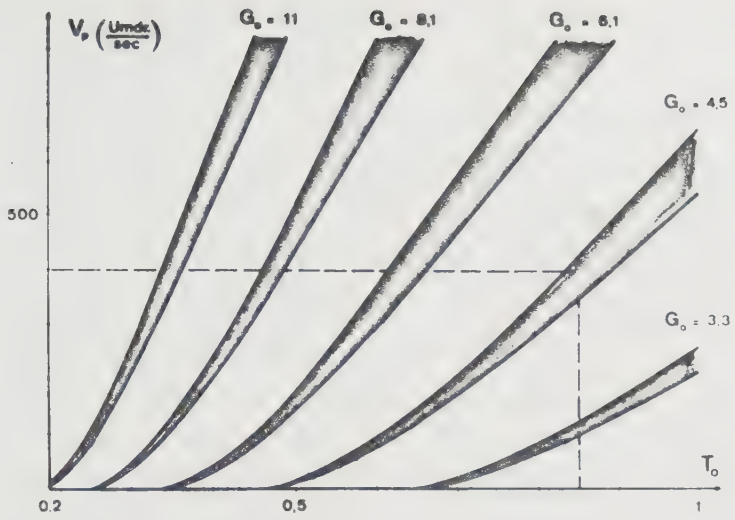


Fig. 45 Optimale Bereiche der Anfangstransmission T_o der Flüssigkeit und der Drehzahl v_p des Prismas für verschiedene Anfangsverstärkungen G_o (mit den Annahmen $RV_s = 0.5$; $G_{tot} = 10^{15}$).

Die schattierten Bereiche in Fig. 45 zeigen die bei der jeweiligen Anfangsverstärkung optimalen Kombinationen von Drehzahl und Anfangstransmission (z.B. bei $G_o = 4.5$; $v_p = 400$ Umdr./sec ; $T_o = 0.85$).

Wird die Kombination nicht optimal gewählt, so müssen zwei Fälle unterschieden werden:

- Bei zu grosser Drehzahl bzw. zu kleiner Anfangstransmission erfolgt keine Emission.
- Bei zu kleiner Drehzahl bzw. zu hoher Anfangstransmission können Mehrfachpulse entstehen.

Die Grenzfälle $T_o = 1$ ($v_p = 0$) geben die Bereiche der Drehzahl (der Anfangstransmission) an, bei welchen der Drehprisma Q-Switch (der Flüssigkeits Q-Switch) die Emission von Einzelpulsen bewirkt.

9.4. Experimente zur Kombination der Schaltverfahren

Im experimentellen Aufbau nach Fig. B (mit drehendem Prisma) wurden die entstehenden Einzelpulse zeitlich und spektral untersucht.Typische Resultate für den Pulsverlauf sind in Fig. 44b) und Fig.46 gezeigt.

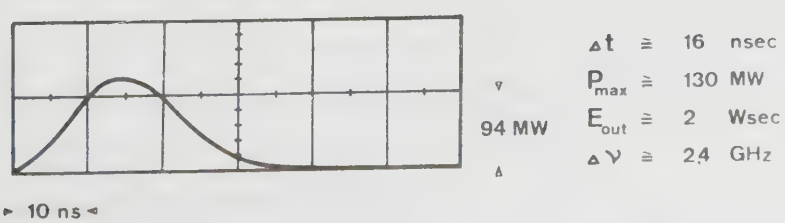


Fig. 46 Pulsform und Pulsparameter eines mit Etalonreflektor,Drehprisma- und Flüssigkeits-Q-Switch erzeugten Riesenpulses.

Fig. 46 zeigt, dass mit der Kombination der Schaltverfahren sehr intensive Einzelpulse erzeugt werden können. Die spektrale Breite der Emission liegt mit $\Delta\nu \cong 2{,}4$ GHz wesentlich über derjenigen des "Few-Mode"-Falls. Der glatte, gut reproduzierbare Pulsverlauf deutet darauf hin, dass sich auch bei diesen Werten der Bandbreite ein einheitlicher Schwingungszustand ausbildet. Der glatte Pulsverlauf kommt in diesem Fall dadurch zustande, dass das Detektionssystem, dessen Bandbreite ~1 GHz beträgt, über die schnellen Schwankungen integriert.
Die Zunahme der Zahl unabhängig voneinander anschwingenden Moden bewirkt in erster Linie eine Verlängerung der Pulsdauer und eine Zunahme der Pulsenergie auf ca. 20 % des nach 6.6 erwarteten Wertes. Da die Verlängerung der Pulsdauer die Zunahme der Pulsenergie nicht kompensiert, steigt auch die Spitzenleistung (Fig. 47).

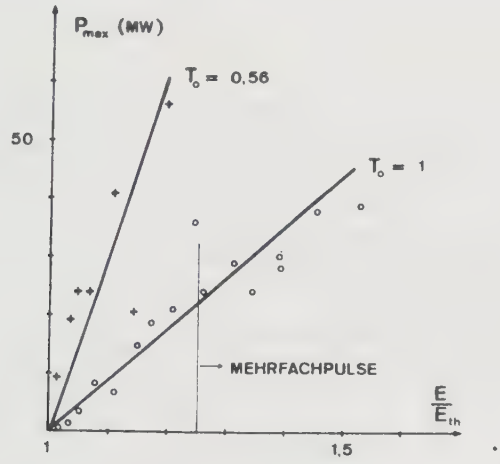


Fig. 47 Abhängigkeit der Spitzenleistung von der relativen Pumpenergie bei der Kombination der Schaltverfahren, mit der Anfangstransmission T_o als Parameter. Die Drehzahl des Prismas beträgt: v_p = 400 Umdr./sec.

Fig. 47 zeigt die Unterdrückung von Mehrfachpulsen und das starke Ansteigen der Spitzenleistung bei der Verwendung der zusätzlichen Absorptionsflüssigkeit. Zur Abschätzung der Leistung wird die minimale Pulshöhe, bei welcher im Brennpunkt einer Linse mit 50 mm Brennweite gerade noch "Airbreakdown" auftritt, zu P_{max} = 25 MW angenommen [37].
Eine weitere Steigerung der Leistung wäre zwar möglich, die erzielten Werte der Intensität liegen aber bereits an der Grenze der Belastbarkeit der Laserkomponenten, vor allem des Prismas.
Aus der Literatur ist ersichtlich [92], dass mit dieser Kombination, allerdings mit einem längeren Rubin, Spitzenleistungen von P_{max} = 1000 MW , bei Pulsdauern von 10 nsec erzielt wurden.

10. DER RIESENPULSLASER GROSSER BANDBREITE (VIELMODENFALL)

Die Bandbreite der Laseremission wird zwar schon allein durch die Anwendung von Schaltverfahren eingeengt, im allgemeinen können aber im Q-Switch-Betrieb dennoch sehr viele Moden anschwingen; die durch die Bilanzgleichungen beschriebene "Single-Mode-Oszillation" bildet den Ausnahmefall.
Das zeitliche Verhalten der Photonendichte und ihre Wechselwirkung mit dem invertierten Medium entziehen sich einer quantitativen Betrachtung mittels eines Bilanzgleichungssystems. Zum einen können die Bilanzgleichungen zwar aufgestellt, aber nur unter groben Vereinfachungen, die praktisch das Problem wieder auf den Single-Mode-Fall reduzieren, gelöst werden [34]. Anderseits sind bei grosser Modenzahl Emissionsformen möglich (Ultrakurze Pulse), zu deren Beschreibung weder die Bilanzgleichungen, noch das Photonentransportmodell geeignet sind.
Ein adäquates Modell, dessen Behandlung den Rahmen dieser Arbeit überschreitet, erfordert vier partielle Differentialgleichungen für die beiden laufenden Wellen, die Inversion und die Polarisation des Mediums [93]. Aus diesem Grund beschränken sich die Ausführungen dieses Abschnitts auf eine qualitative Beschreibung des Zustandekommens der Vielmodenemission, der Emissionsformen sowie der Pulsparameter (Energie,Leistung,Pulsdauer). Das spektrale Verhalten der Emission ist Gegenstand der Kapitel 11 und 12.

10.1 Multimodeemission im Riesenpulsbetrieb

Beim selbstgesteuerten Schalter ist es hauptsächlich das Ansteigen der Verstärkung, beim fremdgesteuerten Schalter vor allem das Schalten der Verluste, welche das Anschwingen sehr vieler Moden begünstigen (Fig. 48).

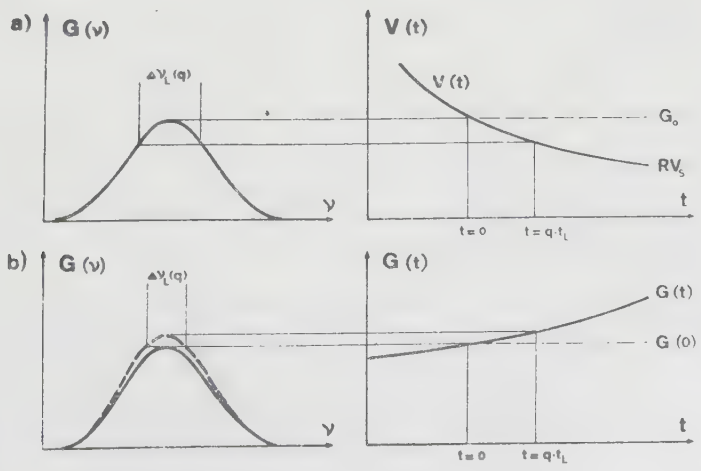


Fig. 48 Laserfähige Breiten $\Delta\nu_L$ bei frequenzunabhängigen Verlusten:
a) beim fremdgesteuerten Schalter (lineare Näherung)
b) beim selbstgesteuerten Schalter.

Beim fremdgesteuerten Schalter (Fig. 48a) unterschreiten die Verluste die Verstärkung bei der Frequenz ν_o zur Zeit $t = 0$. Wenige Resonatordurchgänge später, zur Zeit $t = q \cdot t_L$ können alle Moden innerhalb der Breite $\Delta\nu_L$ schwingen. Der Wert der laserfähigen Breite hängt von der Anzahl Durchgänge q und von der Schaltgeschwindigkeit ab. Beim selbstgesteuerten Schalter (Fig. 48b) ist die Situation dieselbe wie beim normalen "Spiking"-Betrieb (Fig. 20). Zur Zeit $t = q \cdot t_L$ können alle Moden innerhalb $\Delta\nu_L$ oszillieren. In beiden Fällen (Fig. 48a und 48b) sind die betrachteten Zeiten $q \cdot t_L$ innerhalb der Anlaufzeiten, sodass die durch den ersten anschwingenden Mode verursachten örtlichen und spektralen Aenderungen der Verstärkung vernachlässigt werden können.

10.2 Emissionsformen im Vielmodenfall

Der zeitliche Verlauf der Photonendichte wird hauptsächlich durch die Zahl der beteiligten Moden und die Phasenbeziehungen der einzelnen Moden untereinander bestimmt. Die Phasen verteilen sich während des Anlaufens der Moden statistisch auf die Werte zwischen 0 und 2π. Im Normalfall ist diese Anfangsverteilung gleichförmig und bleibt zeitlich konstant. Das Rauschen (spontane Emission) sowie Nichtlinearitäten des aktiven Mediums und/oder des Q-Switch-Mechanismus bewirken, dass die Modenzahl und die Phasenverteilung im Verlauf des Pulsaufbaus mehr oder weniger starken zeitlichen Aenderungen unterworfen sind. Demzufolge lässt sich der zeitliche Verlauf der Emission in der Regel weder voraussagen noch reproduzieren.

Schwache Wirkung der Nichtlinearitäten

Bei M unabhängigen axialen Moden (Frequenzabstand Ω) und gleichförmig verteilten Phasen stellt sich im Resonator zur Zeit $t = q_K \cdot t_L$ eine Verteilung der Photonendichte $\phi(x)$ $(0 < x < L)$ ein, welche Schwankungen der Dauer $\Delta t \approx 1/M\Omega$ aufweist. Schwingen zwei benachbarte Moden, so wird die Photonendichte mit der Differenzfrequenz Ω moduliert (Schwebung); mit zunehmender Modenzahl treten mehr und mehr statistische Schwankungen auf. Im Grenzfall einer sehr grossen Modenzahl wird die Emission "chaotisch" [94], mit der gleichen Dauer der Fluktuationen, wie sie eine thermische Lichtquelle gleicher spektraler Breite aufweisen würde. Im Gegensatz zur Emission einer thermischen Lichtquelle wird im Vielmodenfall bei schwacher Wirkung der Nichtlinearitäten die Photonendichte $\phi(x, q_K \cdot t_L)$ nach einem vollen Resonatorumlauf bis auf einen Zahlenfaktor δ reproduziert: $\phi[x, (q_K+2) \cdot t_L] = \delta \cdot \phi(x, q_K \cdot t_L)$.

Da die Bandbreite konventioneller Detektionssysteme nicht ausreicht, um diese Periodizität der schnellen Fluktuationen zu registrieren, wird, wenn überhaupt, nur eine Periodizität der Emission mit der Resonatorumlaufzeit $1/\Omega = 2 \cdot L^*/c$ festgestellt ("beat notes","ripple" Fig. 49).

Die Anfangsverteilung der Phasen ist von Puls zu Puls unterschiedlich, desgleichen die zeitliche Aenderung der Modenzahl und der Phasenverteilung. Der zeitliche Verlauf der Emission und die interessierenden Pulsparameter lassen sich nicht voraussagen und auch nicht reproduzieren (Fig. 49a,49b).

Mode Locking

Durch Einführen einer zusätzlichen Nichtlinearität, beispielsweise einer ausbleichbaren Flüssigkeit [95], oder durch das Zusammenwirken der zusätzlichen Nichtlinearität mit Inhomogenitäten des aktiven Mediums ("Spatial holeburning [96], Sättigung der Verstärkung [97]), kann erreicht werden, dass nach einer gewissen Zeit sämtliche beteiligten Moden gekoppelt sind und in Phase schwingen ("Mode locking).

Die einer solchen Phasenverteilung entsprechende Verteilung der Photonendichte im Resonator ist eine einzige Spitze, ein ultrakurzer Impuls, dessen Dauer $\Delta t \approx 1/M\Omega$ betragen kann. Bei den aufeinanderfolgenden Durchläufen des Pulses im Resonator wird beim Auskoppelspiegel ein Bruchteil ausgekoppelt. Die Emission besteht aus einer Serie von ultrakurzen Impulsen, deren zeitlicher Abstand der Resonatorumlaufzeit entspricht.

Da der Kopplungsmechanismus sehr empfindlich auf Schwankungen der Laserparameter reagiert, kann die Zahl der von der Kopplung erfassten Moden von Puls zu Puls stark schwanken, der Emissionsverlauf somit nicht ohne weiteres reproduziert werden.

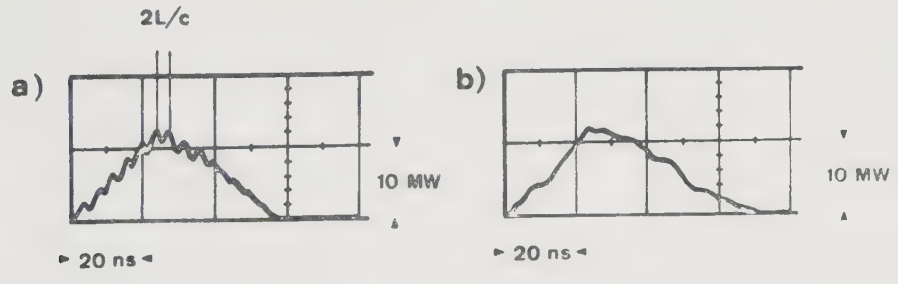


Fig. 49 Zeitverlauf und Reproduzierbarkeit der Emission im Vielmodenfall.

Fig. 49 zeigt zwei unter identischen Bedingungen erzeugte und detektierte Riesenimpulse. In Fig. 49a) ist eine Periodizität der Emission sichtbar, welche in Fig. 49b) fehlt. Die Pulsformen und Pulsdauern sind unterschiedlich, zudem weicht die Pulsform stark von derjenigen des Single-Mode- oder des Few-Mode-Falls ab.

10.3 Pulsdauer, Energie und Ausgangsleistung im Vielmodenfall

Für den Fall der unabhängigen Entwicklung vieler Moden (schwache Kopplung), fehlt ein theoretisches Konzept zur Bestimmung der Pulsparameter. Auf Grund eines Vergleichs mit dem Single-Mode-Fall sind dennoch einige Aussagen möglich.

Da nicht alle Moden gleichzeitig anschwingen und zudem nicht alle Moden gleich verstärkt werden, steigt in der Anlaufphase die Photonendichte langsamer an als im Single-Mode-Fall. Dieses langsamere Ansteigen der Photonendichte wirkt sich in der Pulsphase in einer Verlängerung der Pulsdauer aus.
Der Inversionsabbau ist homogener und vollständiger, dementsprechend die Energieausbeute grösser als im Single-Mode-Fall (Vgl. Fig. 42 und Fig. 46).
Die Ausgangsleistung nimmt im Vielmodenfall ebenfalls zu, da die Vergrösserung der Energieausbeute durch die Verlängerung der Pulsdauer nicht kompensiert wird.

Im Falle des "Mode Locking" sind Dauer und Verlauf der Emission dergestalt, dass die für den Q-Switch-Betrieb definierten Begriffe der Pulsdauer, der Energieausbeute und der Ausgangsleistung neu gefasst werden müssten.

11. BANDBREITE DER EMISSION BEIM FREMDGESTEUERTEN Q-SWITCH

Zur Bestimmung der Bandbreite der Emission im Vielmodenfall müsste ein Bilanzgleichungssystem, welches für die Zahl M schwingender Moden (M+1) Gleichungen umfasst, simultan gelöst werden. Aus dem zeitlichen Verlauf der Photonendichten der einzelnen Moden liesse sich der Zeitverlauf der Bandbreite der Emission ermitteln.
Als Alternative dazu soll in den folgenden Abschnitten der zeitliche Verlauf der Bandbreite in der Anlaufphase untersucht und insbesondere ihr Wert am Ende der Anlaufphase ermittelt werden. Dieser Wert der Bandbreite ist repräsentativ für die Bandbreite der Emission in der Pulsphase, da in den verbleibenden Resonatordurchgängen bis zum Erreichen des Spitzenwerts der Photonendichte der spektrale Gehalt der Emission nur unwesentlich ändert.
Das Modell zur Erfassung der spektralen Eigenschaften der Emission basiert auf dem mehrmaligen Durchgang eines Signals mit frequenzabhängiger Amplitude durch einen Verstärker mit frequenzabhängiger Verstärkung.

11.1 Modell zur Berechnung der Bandbreite

Nach dem Oeffnen des Schalters können innerhalb der laserfähigen Breite (Fig. 48a) sehr viele Moden anschwingen. Die anfängliche Photonendichte im Resonator und ihre spektrale Verteilung sind durch die Spontanemission bestimmt. Für die Verstärkung gilt:

$$G(\omega) = G_o(\omega_o)^{f(\omega)} \qquad 117)$$

$$G_o(\omega_o) = G_o = \text{Verstärkung in der Linienmitte (Gl.15)} \qquad 118)$$

$$f(\omega) = \frac{1}{1 + a^2} = \text{Lorentzprofil (Gl.5)}$$

$$a = \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_F} = \text{relative Bandbreite}$$

Nach Gl.117) wachsen die Photonendichten der Moden, deren Resonanzfrequenzen in der Nähe der Linienmitte liegen stärker an als diejenigen von Moden, deren Resonanzfrequenzen erheblich von der Mittenfrequenz abweichen. Mit zunehmender Zahl von Durchgängen durch das verstärkende Medium wird die Zahl der Moden, welche den Hauptbeitrag zur Photonendichte im Resonator leisten, immer kleiner.Die Emissionsbandbreite nimmt mit zunehmender Zeit ab (Fig. 50).

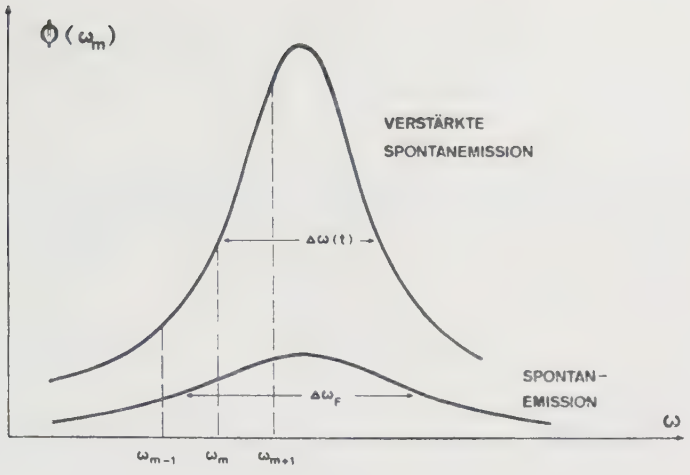


Fig. 50 Zeitliches Verhalten der Emission als Funktion der Frequenz

11.2 Bestimmungsgleichungen für die Bandbreite

Der zeitliche Verlauf der Photonendichte eines Mode der Frequenz ω_m wird in der Anlaufphase durch Gl.57) und Gl.117) beschrieben. Es ergibt sich:

$$\Phi(q,\omega_m) = \Phi(0,\omega_m)\cdot G_o(\omega_o)^{q\cdot f(\omega_m)} \exp\left[\int_0^q \ln V(q')\,dq'\right] \qquad 119)$$

$$\Phi(0,\omega_m) = \Phi(0,\omega_o)\cdot f(\omega_m) = \text{Startphotonendichte bei } \omega = \omega_m$$

Wird die Photonendichte normiert auf die Photonendichte des Mode der Frequenz ω_o, so folgt:

$$\frac{\Phi(q,\omega_m)}{\Phi(q,\omega_o)} = f(\omega_m)\cdot G_o(\omega_o)^{q\left[f(\omega_m)-1\right]} \qquad 120)$$

Als halbe Bandbreite der Emission $\Delta\omega/2$ wird derjenige Abstand von der Linienmitte definiert, bei welchem die Photonendichte auf den Wert $1/e^2$ des Wertes in der Linienmitte abgesunken ist (Zehntelwertsbreite). Es ist sinnvoll, diese Zehntelwertsbreite einzuführen, da dieser Wert etwa mit den Werten übereinstimmt, welche aus photographischen Aufnahmen mit hinreichender Genauigkeit entnommen werden können.

$$\frac{\Phi(q,\omega_o+\Delta\omega/2)}{\Phi(q,\omega_o)} = 1/e^2 \qquad 121)$$

Aus Gl.120) folgt zusammen mit Gl.121) die erste der Bestimmungsgleichungen für die Bandbreite am Ende der Anlaufphase ($q = q_A$).

$$\frac{1+a^2}{a^2}\left[2 - \ln(1+a^2)\right] = q_A \ln G_o \qquad 122)$$

Gelangen M Moden zur Selbsterregung, so wird die gesamte Startphotonendichte $\phi_t(0)$ [45]:

$$\phi_t(0) \cong M \cdot \phi(0,\omega_o) = M \cdot \phi(0) \qquad 123)$$

Am Ende der Anlaufphase tragen nur noch N Moden (N < M) wesentlich zur gesamten Photonendichte $\phi_t(q_A)$ bei:

$$\phi_t(q_A) = N \cdot \phi(q_A,\omega_o) = N \cdot \phi(q_A) \qquad 124)$$

Die Totalverstärkung im Vielmodenfall $\mathcal{G}_{tot}$ wird:

$$\mathcal{G}_{tot} = \frac{\phi_t(q_A)}{\phi_t(0)} = \frac{N}{M}\,\frac{\phi(q_A)}{\phi(0)} \cong a\,\frac{\phi(q_A)}{\phi(0)} \qquad 125a)$$

$$\mathcal{G}_{tot} = a \cdot G_{tot} \qquad 125b)$$

Gl.122) bildet zusammen mit Gl.59) (Unter Verwendung von Gl.125) das Bestimmungsgleichungssystem für die Anzahl Durchgänge in der Anlaufphase und die relative Bandbreite am Ende der Anlaufphase.

$$\frac{1+a^2}{a^2}\left[2 - \ln(1+a^2)\right] = q_A \cdot \ln G_o \qquad 126)$$

$$\ln \mathcal{G}_{tot} - \ln a = q_A \cdot \ln G_o + \int_o^{q_A} \ln V(q')\,dq' \qquad 127)$$

Eine explizite Formel für die Bandbreite lässt sich aus diesen Gleichungen nicht angeben. Näherungsweise kann das Gleichungssystem Gl.126),127) jedoch vereinfacht werden. Wird der Logarithmus in Gl.126) entwickelt und die Entwicklung nach dem zweiten Glied abgebrochen, so ergibt sich:

$$a = \sqrt{(1 - q_A \ln G_o) + \sqrt{(q_A \ln G_o - 1)^2 + 4}} \qquad (a < 1/3)\ 128)$$

Mit $\ln a \ll \ln \mathcal{G}_{tot}$ wird Gl.127):

$$\ln \mathcal{G}_{tot} \cong \ln G_{tot} = q_A \cdot \ln G_o + \int_o^{q_A} \ln V(q')\,dq' \qquad 129)$$

Für die weitere Rechnung darf das vereinfachte System Gl.128),129) verwendet werden, da die Totalverstärkung einerseits nur ungenau bekannt ist (Gl.70) und anderseits die Bandbreite nur unwesentlich beeinflusst, wie im folgenden gezeigt wird. Die Bandbreite und die Anzahl der Durchgänge in der Anlaufphase hängen wesentlich vom Schaltvorgang, d.h. vom zeitlichen Verlauf der Verluste $V(q)$ ab.

Wird für den Zeitverlauf der Verluste die lineare Näherung (6.1) verwendet, so können zur Berechnung der Anzahl Durchgänge die Gl.61a) und 61b) übernommen werden. Mit Hilfe von Gl.62) wird daraus:

$$q_A = \begin{cases} \sqrt{2 \cdot K \cdot \ln G_{tot}} & (q_A \leq q_s) \qquad 130a) \\ \frac{K}{2} \cdot \ln G_o RV_s + \frac{\ln G_{tot}}{\ln G_o RV_s} & (q_A \geq q_s) \qquad 130b) \end{cases}$$

Für vorgegebene Werte der Schalterkonstanten K, der Totalverstärkung G_{tot} und der Verluste RV_s kann hieraus, zusammen mit Gl.128), der Verlauf der Bandbreite als Funktion der Verstärkung ermittelt werden.

11.3 Bandbreite der Emission beim schnellen Schalter (K = 0)

Nach Gl.130b) wird die Anlaufzeit für den Fall $K = 0$:

$$q_A = \frac{\ln G_{tot}}{\ln G_o RV_s} \qquad 131)$$

Zusammen mit Gl.128) ergibt sich aus Gl.131) ein expliziter Ausdruck für die Bandbreite. Der resultierende Verlauf der Bandbreite beim unendlich schnellen Schalter ist für einige Werte der Parameter in Fig. 51 dargestellt.

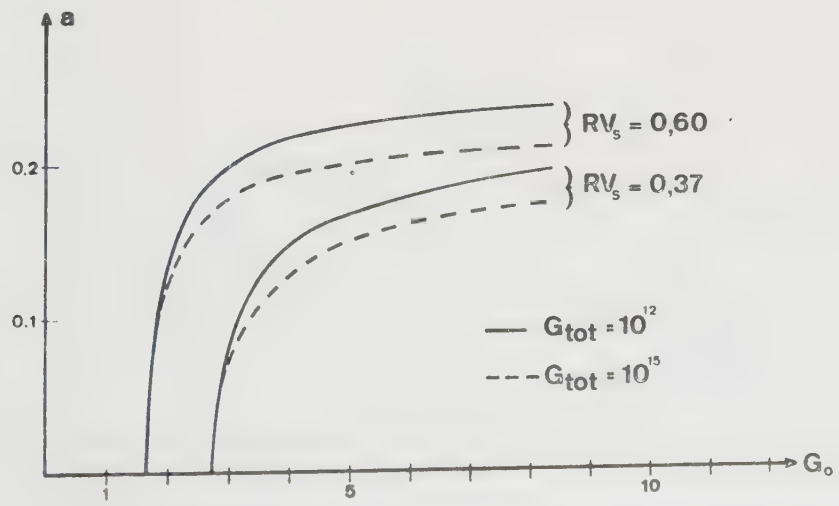


Fig. 51 Verlauf der relativen Bandbreite $a = \Delta\nu/\Delta\nu_F$ beim unendlich schnellen Schalter als Funktion der Verstärkung G_o, mit den Verlusten RV_s und der Totalverstärkung G_{tot} als Parameter.

Fig. 51 zeigt, dass der vorgegebene Wert der Totalverstärkung nur unwesentlich eingeht, dagegen die Verstärkung und die Resonatorverluste die Bandbreite stark beeinflussen. Es lassen sich zwei Bereiche unterscheiden.

a) Geringe Verstärkung G_o
   Das Licht benötigt viele Durchgänge, bevor die Sättigung eintritt. Entsprechend wird die Bandbreite am Ende der Anlaufphase klein.

b) Hohe Verstärkung G_o
   Die Anlaufphase ist kurz; nach wenigen Durchgängen hat die Photonendichte den Endwert erreicht. In diesem Fall wird die Bandbreite der Emission gross.

11.4 Bandbreite der Emission bei Schaltern endlicher Schaltzeit ($K > 0$).

Gemäss 6.7 sind je nach Verstärkung und Schaltgeschwindigkeit zwei Fälle zu unterscheiden:

a) $q_A < q_s$: Die Anlaufzeit ist kleiner als die Schaltzeit. Dieser Fall tritt bei hoher Verstärkung ein. Nach Gl.130a) wird die Anlaufzeit unabhängig von der Verstärkung, das Produkt $q_A \cdot \ln G_o$ wird mit wachsender Verstärkung grösser. Damit wird die Bandbreite nach Gl.128) kleiner.

b) $q_A > q_s$: Anlaufzeit grösser als Schaltzeit. Bei nicht allzugrossen Schalterkonstanten ($K \cong 100$) und kleinen Verstärkungen wird, wie beim schnellen Schalter die Bandbreite mit zunehmender Verstärkung zunächst grösser. Für die Zahl der Durchläufe gilt jedoch Gl.130b). q_A ist damit abhängig von G_o ; mit wachsender Verstärkung durchläuft das Produkt $q_A \cdot \ln G_o$ ein Minimum, entsprechend nimmt die Bandbreite ein Maximum an.

Eine analytische Auswertung dieser Zusammenhänge ist sehr aufwendig, deshalb ist in Fig. 52 für einige Zahlenwerte die Abhängigkeit der Bandbreite von der Verstärkung dargestellt.

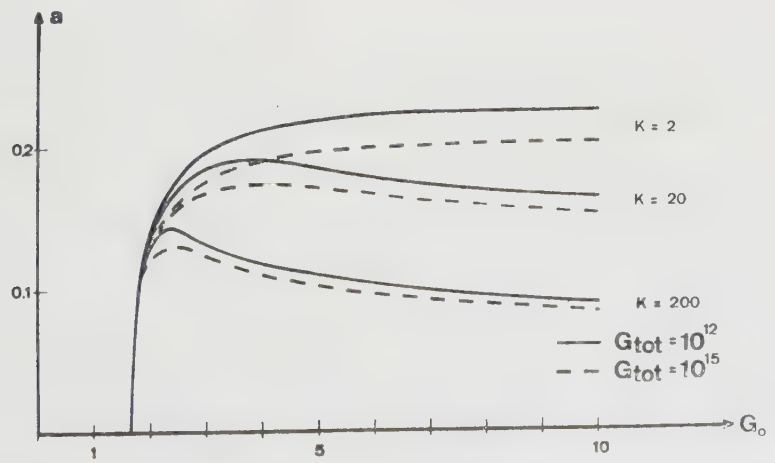


Fig. 52 Verlauf der relativen Bandbreite a beim linearen Schalter als Funktion der Verstärkung mit der Schalterkonstanten K und der Totalverstärkung G_{tot} als Parameter. Die Resonatorverluste betrugen für alle Kurven $RV_s = 0{,}6$.

Nach Fig. 51 und Fig. 52 hängt die Bandbreite im wesentlichen von der Verstärkung G_o und der Schalterkonstanten K (der Schaltzeit) ab. Die Bandbreite durchläuft als Funktion der Verstärkung ein Maximum, welches mit zunehmender Schalterkonstanten immer ausgeprägter wird.

11.5 Messung der Bandbreite beim Q-Switch mit dem Drehprisma (K = 150).

In der experimentellen Anordnung gemäss Fig. A wurde die Bandbreite der Emission in Abhängigkeit der Pumpenergie gemessen. Die Resultate sind in Fig. 53 festgehalten.

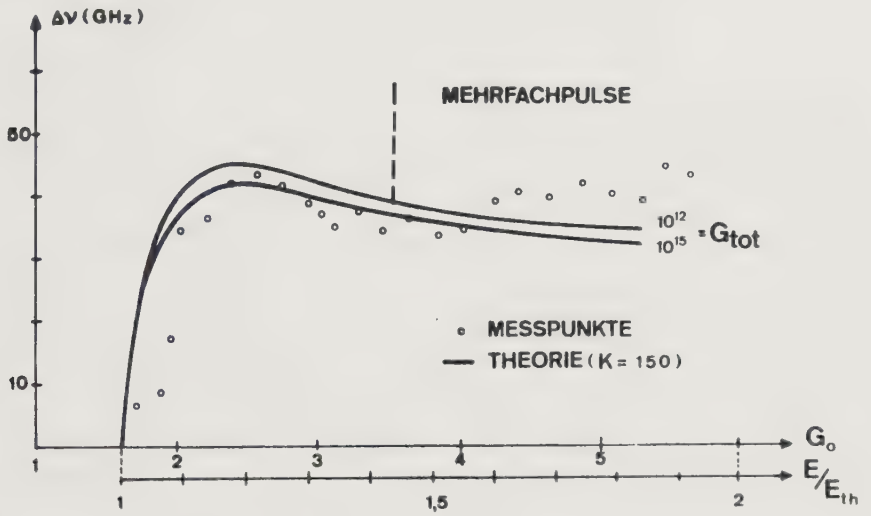


Fig. 53 Vergleich der experimentell ermittelten Bandbreite mit den theoretischen Werten (Die Umrechnung der Energieskala in Verstärkung erfolgt unter Verwendung der Eichkurve Fig. 21 , mit der Annahme $V_s = 0.8$).

In Anbetracht des einfachen Modells, welches zur Berechnung der Bandbreite herangezogen wurde, ist die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Experiment recht gut.
Die Abweichungen bei $E/E_{th} = 1$ rühren davon her, dass die Schwellenergie Schwankungen unterworfen ist (Temperaturschwankungen, Schwankungen der Resonatorgüte und der Blitzlampenenergie).
Die Abweichungen bei höheren Pumpenergien sind zum Teil dem Auftreten von Mehrfachpulsen zuzuschreiben. Messungen des zeitaufgelösten Spektrums (unter Verwendung der schnellen "Streak"-Kamera) zeigen, dass der zweite Puls einer Serie zwar ungefähr die gleiche spektrale Breite aufweist wie der erste, dass aber seine Lage im Spektrum nicht immer mit derjenigen des ersten Pulses übereinstimmt. Bei den Messungen des zeitintegrierten Spektrums (Fig. 53), kann dieser Effekt beim Auftreten von Mehrfachpulsen eine Vergrösserung der Bandbreite vortäuschen.

12. BANDBREITE DER EMISSION BEIM SELBSTGESTEUERTEN Q-SWITCH

12.1 Modell zur Berechnung der Bandbreite beim Flüssigkeits Q-Switch

Das in 11.1 und 11.2 entwickelte Modell zur Berechnung der Bandbreite kann auch für den Fall des Flüssigkeits Q-Switch verwendet werden.

Bei der Herleitung der Bestimmungsgleichungen für die Bandbreite ist jedoch zu beachten, dass, im Gegensatz zum Fall der Fremdsteuerung, in der Anlaufphase die Verluste konstant bleiben, dagegen die "Anfangsverstärkung" durch das optische Pumpen zeitabhängig wird (Fig. 54).

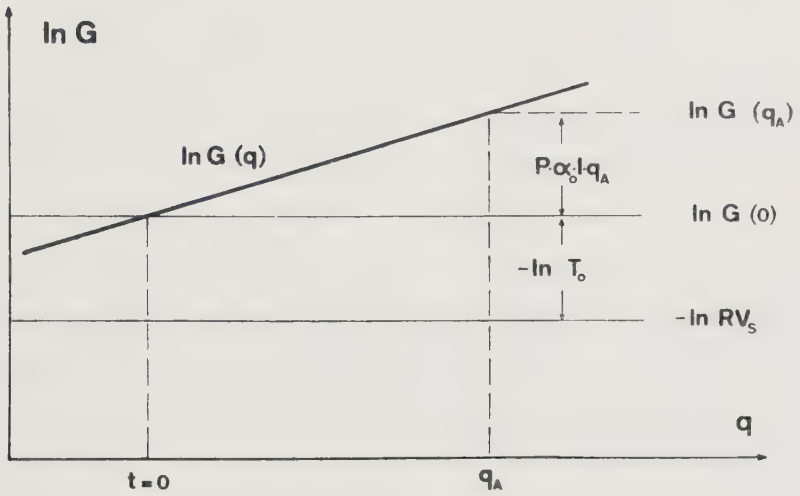


Fig. 54 Zeitverlauf der Verstärkung beim Flüssigkeitsschalter.

Die Herleitung der Bestimmungsgleichungen für die Bandbreite verläuft analog zu 11.2 und ergibt:

$$a = \sqrt{-(q_A \ln G(0) + \ln G_{tot} - 1) + \sqrt{(q_A \ln G(0) + \ln G_{tot} - 1)^2 + 4}} \qquad 132)$$

$$q_A = \sqrt{\frac{2 \ln G_{tot}}{P \cdot \alpha_0 \cdot l}} \qquad 133)$$

Das Gleichungssystem Gl.132),133) ermöglicht die Berechnung der Bandbreite mit den Resonatorverlusten RV_S, der Schwellerhöhung durch den Absorber $(\ln G(0) + \ln RV_S)$, der Totalverstärkung und der Pumprate P als Parameter.
In einer vorgegebenen Anordnung (beispielsweise nach Fig. B ; Anhang) lässt sich die Schwellerhöhung durch die Absorptionsflüssigkeit als Funktion ihrer Anfangstransmission ermitteln (Fig. 55).

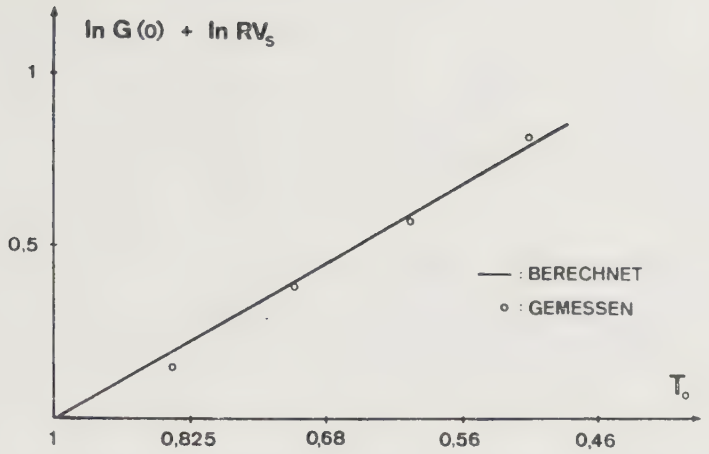


Fig. 55 Am Laser nach Fig. B experimentell ermittelte Eichkurve zur Bestimmung der "Anfangsverstärkung" G(0).

Mit Hilfe der Eichkurve Fig. 55 und Gl.110) lässt sich aus dem Bestimmungsgleichungssystem Gl.132),133) für eine vorgegebene Anfangstransmission der Flüssigkeit die Bandbreite der Emission in Abhängigkeit der relativen Pumpenergie E/E_{th} berechnen (mit den Resonatorverlusten und der Totalverstärkung als Parameter).

Die Resultate sind für einige Zahlenwerte dieser Parameter in Fig. 56 gezeigt.

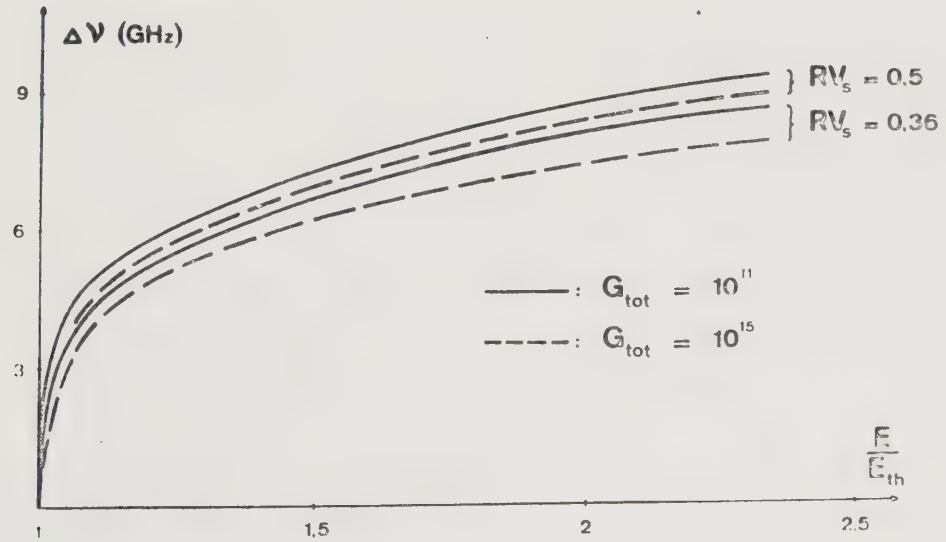


Fig. 56 Verlauf der Bandbreite beim Flüssigkeitsschalter (Anfangstransmission $T_o = 0.84$) als Funktion der relativen Pumpenergie E/E_{th}, mit den Verlusten RV_s und der Totalverstärkung G_{tot} als Parameter.

Fig. 56 zeigt, dass die Resonatorverluste und die Totalverstärkung nur unwesentlich eingehen, dass aber die relative Pumpenergie E/E_{th} die Bandbreite stark beeinflusst. Bei Pumpenergien knapp über der Schwelle ($E/E_{th} < 1.05$) lassen sich sehr schmalbandige Pulse erzeugen, während mit wachsender Pumpenergie (wachsender Verstärkung) die Bandbreite rasch ansteigt.
Ein Vergleich mit dem Bandbreiteverlauf beim schnellen Schalter (Fig. 51) zeigt, dass infolge der langen Anlaufphase beim Flüssigkeitsschalter die Bandbreiteneinschnürung sehr viel stärker wirkt als beim fremdgesteuerten Schalter.

12.2 Messung der Bandbreite beim Flüssigkeitsschalter

Die Bandbreite der Emission beim Flüssigkeitsschalter wurde in der Anordnung gemäss Fig. B gemessen. Die Resultate sind in Fig. 57a) und 57b) festgehalten.

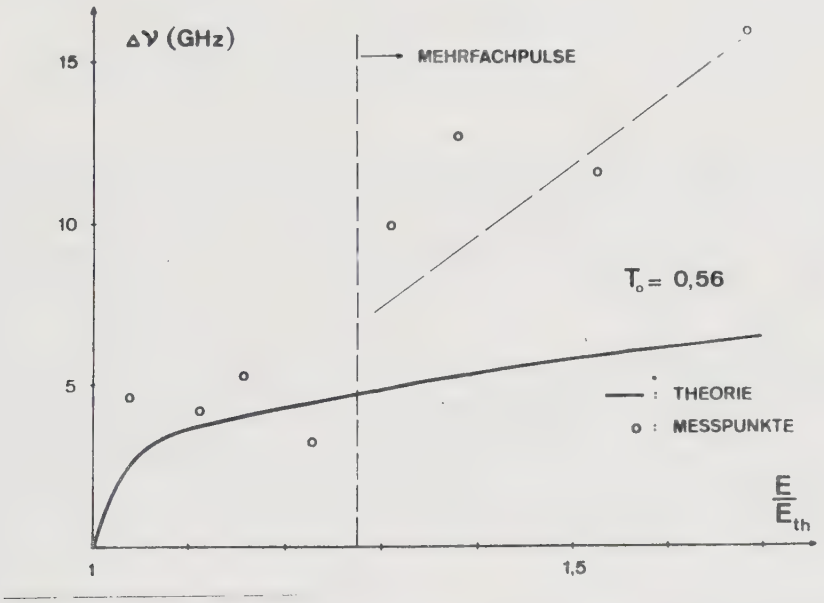


Fig. 57a) Vergleich der experimentell ermittelten Bandbreiten mit den theoretischen Werten (für eine Anfangstransmission der Flüssigkeit von $T_o = 0.56$).

Bei relativ grossen Anfangstransmissionen ($T_o > 0.5$) ist bei Pumpenergien knapp über der Schwelle ($E/E_{th} < 1.2$) die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Experiment recht gut. Die Abweichungen bei höheren Pumpenergien sind auf das Auftreten von Mehrfachpulsen zurückzuführen; Messungen mit der schnellen "Streak"-Kamera zeigen, dass alle Pulse einer Serie ungefähr die gleiche spektrale Breite wie der erste Puls aufweisen, dass aber die Lage im Spektrum innerhalb der Pulsserie ändert.

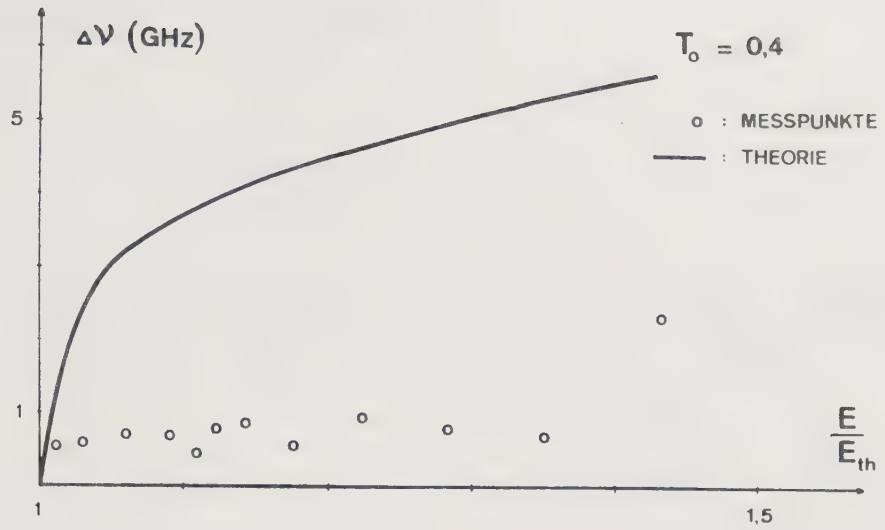


Fig. 57b) Vergleich der experimentell ermittelten Bandbreite mit den theoretischen Werten für eine Anfangstransmission der Flüssigkeit von $T_o = 0.45$.

Mit abnehmender Anfangstransmission werden in einem relativ grossen Bereich der Pumpenergie ($E/E_{th} < 1.4$) Einzelpulse erzeugt, die nur noch einige wenige (1 - 5) axiale Moden enthalten (der Modenabstand beträgt $\Delta\nu \cong 130$ MHz).

Da dem Modell zur Berechnung der spektralen Breite der Emission eine kontinuierliche Bandbreite zugrundeliegt, das Modell also die Modenstruktur der Laseremission nicht berücksichtigt, ist es einleuchtend, dass im vorliegenden "Few-Mode"-Fall die Theorie falsche Ergebnisse liefert.

ANHANG

A.1 Experimentelle Anordnungen

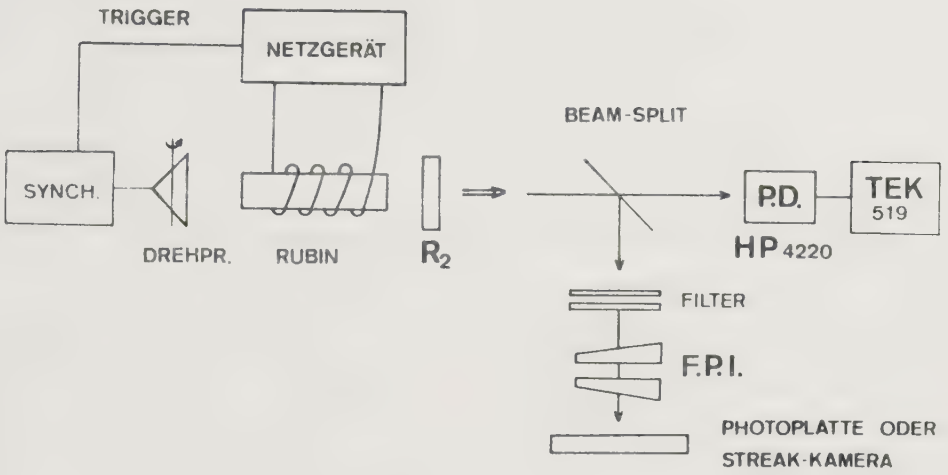


Fig. A Aufbau für den Q-Switch mit dem Drehprisma

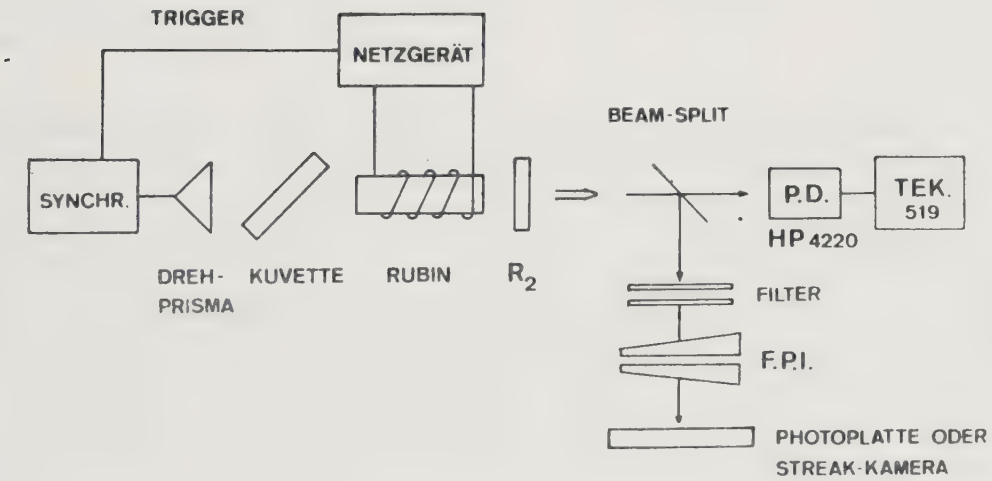


Fig. B Aufbau für den Q-Switch mit sättigbarem Absorber

Der Rubin, ein Verneuil-Rubin der Länge $l = 100$ mm und des Durchmessers $\emptyset = 10$ mm, wird in einem wassergekühlten zylindrischen Pumpreflektor mit Pumpenergien bis zu 5000 Wsec gepumpt. Als Auskopplungsspiegel R_2, kann wahlweise ein ebener dielektrischer Spiegel mit einem Reflexionsgrad $R_2 = 0.4$, oder ein Etalonreflektor mit einem maximalen Reflexionsgrad von $R_{max} = 0.45$ verwendet werden; das Prisma hat einen Reflexionsgrad $R_1 = 1$. Die optische Länge des Resonators beträgt: $L^* = 60$ cm. Die Riesenimpulse werden in einem Fabry-Perot-Interferometer spektral zerlegt und anschliessend photographiert.

Die Photographien werden mikrodensitometrisch ausgewertet. Zeitweilig stand eine schnelle "Streak"-Kamera (maximale Auflösung: 100 nsec/cm) zur Verfügung, mittels welcher das Spektrum zeitlich aufgelöst werden konnte. Der zeitliche Verlauf der Emission wird mit einer Photodiode (P.D.; Hewlett-Packard 4220) und einem Oszillographen (TEK 519) detektiert. Die Bandbreite des Detektionssystems beträgt ~1 GHz .

Die Anlage kann wahlweise zum Q-Switch mittels Drehprisma, zum Q-Switch mit ausbleichbarer Flüssigkeit oder zur Kombination der Schaltverfahren verwendet werden.
Beim Q-Switch mit dem Drehprisma (Fig. A) wird das druckluftgetriebene Prisma auf eine Umdrehungszahl von v_p = 400 Umdr./sec gebracht. Die Verzögerungszeit zwischen der Auslösung des Lampenblitzes und der Parallelstellung der Reflektoren beträgt ~ 1.5 msec.
Beim Q-Switch mit der ausbleichbaren Flüssigkeit (Fig. B) wird das Prisma als stationärer Reflektor verwendet. Zusätzlich wird eine Kuvette, gefüllt mit einer Lösung von Kryptocyanin in Methanol, unter dem Brewster-Winkel in den Strahlengang gestellt.
Beim Q-Switch mit der Kombination der Schaltverfahren wird im Aufbau nach Fig. B zusätzlich zur Absorptionsflüssigkeit das Prisma als drehender Reflektor verwendet.

A.2 Bestimmung der Schalterkonstanten beim Drehprisma

Hierzu müssen die zusätzlichen Verluste V_φ bestimmt werden, die bei der Dejustierung eines der Resonatorspiegel um den Winkel φ auftreten. Dazu wurde die Einsatzenergie $E_{th}(\varphi)$ als Funktion des Winkels φ aufgenommen. Die Messergebnisse zeigt Fig. C . Die relative Einsatzenergie $E_{th}(\varphi)/E_{th}(\varphi = 0)$ kann mittels der Eichkurve Fig. 21 in Verstärkung $G_o(\varphi)\ V_s$ umgerechnet werden.
Aus der bei Dejustierung geltenden Einsatzbedingung:

$$G_o(\varphi)\ V_s\ R\ V_\varphi = 1 \qquad \text{A 1)}$$

folgt bei bekanntem Reflexionsgrad R der Wert der zusätzlichen Verluste V_φ (zweite Skala in Fig. C). Die gesamten Verluste $-\ln V(\varphi)$ als Funktion des Winkels φ ergeben sich zu:

$$-\ln V(\varphi) = -\ln RV_s - \ln V_\varphi \qquad \text{A 2)}$$

und sind ebenfalls in Fig. C dargestellt. Es zeigt sich, dass die lineare Näherung die experimentellen Ergebnisse gut wiedergibt.

Die Schalterkonstante ist nach Gl.55):

$$\frac{1}{K} = \frac{d}{dq}\left[\ln V(q)\right] = -\frac{1}{t_L}\frac{d}{dt}\left[\ln V(t)\right] = -\frac{1}{t_L}\frac{\Delta\left[\ln V(\varphi)\right]}{\Delta\varphi}\frac{d\varphi}{dt} \qquad \text{A 3)}$$

Die Grösse $\Delta\left[\ln V(\varphi)\right]/\Delta\varphi$ kann aus Fig. C entnommen werden. Zusammen mit den Werten der Drehgeschwindigkeit des Prismas (v_p = 400 Umdr./sec) und der Laufzeit t_L = 2 nsec ergibt sich aus Gl.A 3)

$$K \cong 150 \qquad \text{A 4)}$$

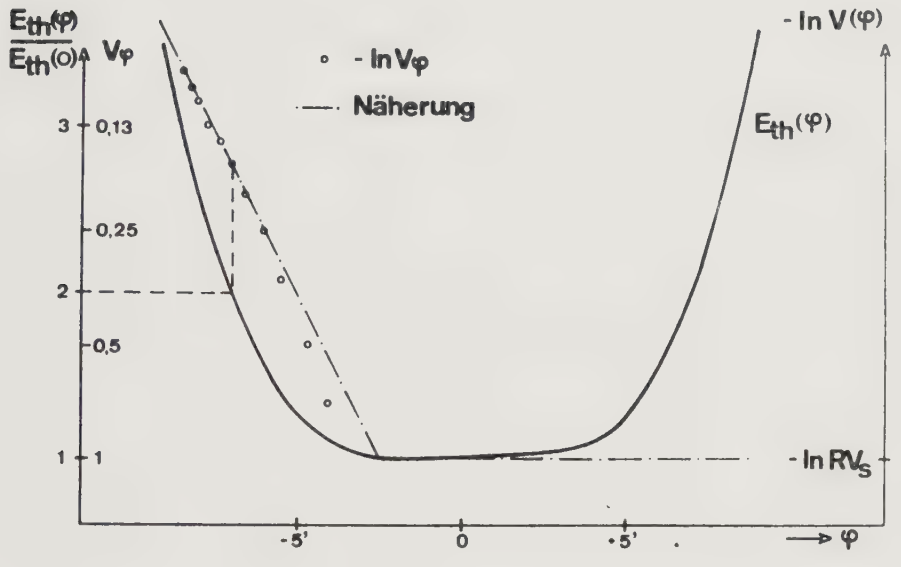


Fig. C Abhängigkeit der Einsatzenergie E_{th} vom Drehwinkel φ für Rubin (durchgezogene Kurve). Mit Hilfe der Eichkurve Fig.21 wurde hieraus die Abhängigkeit der Verluste - ln V_φ vom Drehwinkel ermittelt und durch eine Gerade approximiert (durchbrochene Kurve; linearer Schalter).

ZUSAMMENFASSUNG

Unter den Voraussetzungen sehr schmalbandiger Emission (Single-Mode-Emission) und langsamen Anstiegs der Photonendichte verglichen mit der Laufzeit im Resonator, kann das für den freilaufenden Rubinlaser geltende Bilanzgleichungssystem zur Beschreibung des zeitlichen Ablaufs der Vorgänge in einem Riesenpulslaser herangezogen werden. Es ergibt sich, dass die Pulsparameter (Pulsdauer, Spitzenleistung und Pulsenergie) im wesentlichen durch die Einwegverstärkung der Anordnung und durch die Resonatorverluste festgelegt sind.

In einem ersten Teil (Kap. 1 - 4) liegt demzufolge das Hauptgewicht auf der Untersuchung der Einwegverstärkung und der Eigenschaften des passiven Resonators.
In einem zweiten Teil (Kap. 5 und 6) werden die Lösungen der Bilanzgleichungen für die Anlaufphase und die Pulsphase des fremdgesteuerten Riesenpulslasers skizziert. Die aus der Literatur bekannten Näherungslösungen für den Fall des unendlich schnellen Schalters ergeben als Hauptresultat, dass die Pulsparameter nicht simultan optimiert werden können. Die Einführung einer Schalterkonstanten, welche die Schaltgeschwindigkeit des realen Schaltverfahrens charakterisiert, ermöglicht es, die Lösung der Bilanzgleichungen auch für den Fall des endlich schnellen Schalters anzugeben. Es erweist sich, dass zwar beim langsamen Schalter (z.B. beim Drehprisma Q-Switch) eine gleichzeitige Optimierung der Pulsparameter möglich ist, dass aber dabei die erreichbaren Werte gegenüber dem Fall des schnellen Schalters beträchtlich reduziert werden. Ein weiterer Nachteil der langsamen Schalter, das Auftreten von Mehrfachpulsen, tritt ebenfalls deutlich zutage.
Anschliessend (Kap. 7) wird der Fall des selbstgesteuerten Flüssigkeitsschalters diskutiert. Es stellt sich heraus, dass unter gewissen Voraussetzungen dieses Schaltverfahren dem Idealfall des unendlich schnellen Schalters nahekommt, dass aber ebenfalls mit dem Auftreten von Mehrfachpulsen gerechnet werden muss.
Ein weiterer Abschnitt (Kap. 8 - 10) befasst sich mit der in der Einleitung erwähnten Forderung nach der Erzeugung von kurzen intensiven Einzelimpulsen. Es ergibt sich, dass bei der Verwendung einer Kombination von Drehprisma- und Flüssigkeits-Q-Switch bei geeigneter Wahl der Parameter (Konzentration der Flüssigkeit und Drehzahl des Prismas) in weiten Bereichen der Pumpenergie Einzelimpulse erzeugt werden können. Diese Unterdrückung von Mehrfachimpulsen wird experimentell nachgewiesen.

In Bezug auf die Pulsdauer resultiert, dass die theoretisch möglichen Werte mit Pulsen sehr geringer spektraler Breite annähernd erreicht werden können, dass aber mit zunehmender Bandbreite der Emission die Pulsdauer zunimmt. Gleichzeitig, auf Grund der besseren Ausnützung der gespeicherten Energie, nehmen auch die Spitzenleistung und die Pulsenergie zu. Diese Verbesserungen gehen aber auf Kosten der Reproduzierbarkeit der Pulsform und der Pulsparameter. Daraus ergibt sich, dass der spektralen Breite der Emission besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden muss.
Dieses spektrale Verhalten der Emission des Riesenpulslasers ist Gegenstand der Kapitel 11 und 12 . Anhand eines einfachen Modells wird die spektrale Breite der Emission berechnet, unter der Annahme, dass das Spektrum des entstehenden Riesenpulses im wesentlichen in der Anlaufphase festgelegt wird. Die Theorie fordert bei endlicher Schaltzeit die Existenz eines Maximums der Bandbreite als Funktion der Einwegverstärkung, welches mit zunehmender Schalterkonstanten immer ausgeprägter wird. Dieses Maximum wird beim Q-Switch mit dem rotierenden Prisma experimentell nachgewiesen.
Beim Flüssigkeits-Q-Switch macht sich gemäss den theoretischen Ueberlegungen die lange Dauer der Anlaufphase in einer drastischen Einengung der Bandbreite bemerkbar. Die experimentell gemessenen Spektren weisen, in qualitativer Uebereinstimmung mit der Theorie, eine Breite auf, welche von der Grössenordnung des axialen Modenabstands ist.

Für die Themenstellung und die Möglichkeit die Arbeit an seinem Institut durchführen zu können bin ich Herrn Prof. K.P. Meyer zu grossem Dank verpflichtet.
Herrn PD. Dr. H. Weber möchte ich für die Betreuung der Arbeit, für seine stets vorhandene Diskussionsbereitschaft und für seine vielen wertvollen Anregungen meinen herzlichen Dank aussprechen.
Herrn Prof. Dr. G. Herziger danke ich für seine freundliche Unterstützung und für viele nützliche Diskussionen.
Herrn dipl.phys. A.Engel verdanke ich die Figuren 42 und 46.
Herrn cand.phil.II W.Lüthy danke ich für die Durchführung der Messungen in den Kap. 11 und 12 und meiner Frau für die Niederschrift des Manuskripts.

LITERATURVERZEICHNIS

1. Kushida T. Journ. of the Phys. Soc. of Japan 21 1331 (1966)
2. Maiman T.H. Phys. Rev. Lett. 4 564 (1960)
3. Yariv A. Proc. IEEE 51 (1) 4 (1963)
4. Kleen-Müller: "Laser" Springer-Verlag 1969 pp 88 ff.
5. Mc Cumber D.E.,Sturge M.D. Journ. of Appl. Phys. 34 1682 (1963)
6. Nelson D.F.,Sturge M.D. Phys. Rev. 137 4A 1117 (1965)
7. Bonch-Bruevich A. et al. Optics & Spectroscopy 22 227 (1967)
8. Masters J.I. Nature 2o2 (4937) 1090 (1964)
9. August H. Frühjahrstag. d. Deutschen Phys.Ges. 1971 Vortrag O 19
10. Waite T. Journ of Appl. Phys. 35 (6) 1680 (1964)
11. Kiang Y.C. Journ. of Q. El. QE-1 (7) 295 (1965)
12. Rigrod W.W. Journ. of Appl. Phys. 34 (9) 2602 (1963)
13. Boyd G.D.,Gordon J.P. Bell Syst. Techn. J. 40 (2) 489 (1961)
14. Boyd G.D.,Kogelnik H. Bell Syst. Techn. J. 41 1347 (1962)
15. Fox A.G.,Li T. Proc. IEEE 51 (1) 80 (1963)
16. Kogelnik H.,Li T. Proc. IEEE 54 (10) 1312 (1966)
17. Abelès F. Annales de Physique 5 596 (1950)
18. Dunsmuir R. Journ. of Electr. Control 10 453 (1961)
19. Aagard R.L. Journ. of Appl. Phys. 34 3631 (1963)
20. Benedict R.A. Appl. Optics 6 429 (1967)
21. Statz H.,Bass M. Journ. of Appl. Phys. 40 (1) 377 (1969)
22. Lüthy W. Diplomarbeit am Inst. f. angew. Phys.,Univ. Bern 1971
23. Tang C.L. et al. Journ. of Appl. Phys. 34 (8) 2289 (1963)
24. Evtuhov V.,Neeland J.K. Journ. of Q. El. QE-1 7 (1965)
25. Weber H. Zeitschr. f. angew. Phys. 21 (3) 184 (1966)
26. Aanensen O. Zeitschr. f. angew. Phys. 18 (4) 249 (1965)
27. Sooy W.R. Adv. in Quant.El. Columbia Univ.Press 1961 pp 1103 ff.
28. Siegman A.E. Journ. of Q. El. QE-1 (9) 387 (1965)
29. Wagner W.G.,Lengyel B. Journ. of Appl. Phys. 34 2040 (1963)
30. Vuylsteke A.A. Journ. of Appl. Phys. 34 1615 (1963)
31. Röss D. Journ. of Appl. Phys. 38 1705 (1967)
32. Wenzel J.H. Journ. of Appl. Phys. 37 3100 (1966)
33. Letokhov V.S. Sov. Phys. JETP 23 763 (1966)
34. Missio D.V.,Seeber K.N. Alta Frequenza 34 (5) 69 (1965)
35. Frantz L.M.,Nodvik J.S. Journ. of Appl. Phys. 34 2346 (1963)
36. Statz H. Journ. of Appl. Phys. 38 (12) 4648 (1967)
37. Engel A. Diplomarbeit am Inst. f. angew. Phys.,Univ. Bern 1969
38. Keller M. Diplomarbeit am Inst. f. angew. Phys.,Univ. Bern 1966

39. Mc Clung F.J.,Hellwarth R. Proc. IEEE 51 (1) 46 (1963)
40. Wurtz P. Philips Res. Rep. 21 213 (1966)
41. Arecchi F.T. et al. Il Nuovo Cimento 34 (6) 1458 (1964)
42. Chernoch J.P.,Tittel K.F. Proc. IEEE 52 859 (1964)
43. Collins R.J.,Kisliuk P. Journ. of Appl. Phys. 33 2009 (1963)
44. Danielson G.E.,de Maria A. Appl. Phys. Lett. 5 (6) 123 (1964)
45. Keller M. et al. Z. f. angew. Math. und Phys. 22 43 (1971)
46. Kay R.B.,Waldman G.S. Journ. of Appl. Phys. 36 1319 (1965)
47. Weidler R.C. et al. Journ. of Appl. Phys. 38 4510 (1967)
48. Menat M. Journ. of Appl. Phys. 36 73 (1965)
49. Wang C.C. Proc. IEEE 51 1767 (1963)
50. Weber H. Zeitschr. f. angew. Phys. 27 (1) 1 (1969)
51. Benson R.C.,Mirarchi M. IEEE Trans. on Mil. El. 8 13 (1964)
52. Daly T.R.,Sims S.D. Appl. Optics 3 (9) 1063 (1964)
53. Midwinter J. Brit. Journ. of Appl. Phys. 16 1125 (1965)
54. Sorokin P.P. et al. IBM Journ. of Res. 8 182 (1964)
55. Schäfer F.P.,Schmidt R. Zeitschr. f. Naturf. 19 A 1019 (1964)
56. Kafalas P. et al. Journ. of Appl. Phys. 35 2349 (1964)
57. Bret G.,Gires F. Appl. Phys. Lett. 4 175 (1964)
58. Damon E.K. Microwaves 3 (7) 40 (1964)
59. Sooy W.R. Appl. Phys. Lett. 5 (3) 54 (1964)
60. Giuliano C.R.,Hess L.D. Journ. of Q. El. QE-3 (8) 359 (1967)
61. Gires F. Journ. of Q. El. QE-2 (9) 624 (1966)
62. Hercher M. Appl. Optics 6 (5) 947 (1967)
63. Szabo A.,Stein R.A. Journ. of Appl. Phys. 36 (5) 1562 (1965)
64. Erickson L.E.,Szabo A. Journ of Appl. Phys. 37 4953 (1966)
65. Masters J.I. et al. U.S. Gov. Res. Report AD- 603 115
66. Duguay M.A.,Hansen J.W. Optics Communications 1 254 (1969)
67. Watts J.K. Appl. Optics 7 1621 (1968)
68. Schotland R.M. Appl. Optics 9 (5) 1211 (1970)
69. Manger H.,Rothe H. Physics Letters 7 (5) 330 (1963)
70. Smith P.W. Journ. of Q. El. QE-1 343 (1965)
71. Birnbaum M. et al. Journ. of Appl. Phys. 37 (2) 531 (1966)
72. Pratesi R. et al. Il Nuovo Cimento 34 (1) 40 (1964)
73. Gehrer G.,Röss D. Zeitschr. f. Naturf. 20 A (5) 701 (1965)
74. Wang C.C. Separatum (unpubliziert)
75. Mc Clung F.J.,Weiner D. Journ. of Q. El. QE-1 94 (1965)
76. Cirkovic L. et al. Appl. Optics 7 (5) 981 (1968)
77. Soffer B.H. Journ. of Appl. Phys. 35 2551 (1964)
78. Sooy W.R. Appl. Phys. Lett. 7 36 (1965)

79. Mikaeliane A.L. Sov. Phys. JETP Lett. 5 119 (1967)
80. Soncini G.,Svelto O. Journ of Q. El. QE-4 (6) 422 (1968)
81. Spaeth M.L. Journ. of Q. El. QE-2 (4) 69 (1966)
82. Armstrong J.A. Journ. of Appl. Phys. 36 (2) 471 (1965)
83. Soffer B.H.,Mc Farland B.B. Appl. Phys. Lett. 8 166 (1966)
84. Röss D. Zeitschr. f. Naturf. 20 A 696 (1965)
85. Spaeth M.L.,Sooy W.R. 4th Int.Conf. on Q.El. Paper 9C-7
86. Laneu V. et al. Journ of Q. El. QE-2 290 (1966)
87. Hirth A. Frühjahrstag. d. Deutschen Phys.Ges. 1971 Vortrag K 11
88. Mikaeliane A.L. et al. Sov. Phys. JETP Lett. 6 161 (1967)
89. Bjorkholm J.E.,Stolen R.H. Journ. of Appl. Phys. 39 4o43 (1968)
90. Weber H.,Grütter A.A. Opto-Electronics 2 63 (1970)
91. Hercher M. Appl. Phys. Lett. 7 (2) 39 (1965)
92. Hull D. Appl. Optics 5 1342 (1966)
93. Mikaeliane A.L. et al. Sov. Phys. JETP 28 569 (1969)
94. Mandel L.,Wolf E. Rev. of Modern Phys. 37 231 (1965)
95. de Maria A. et al. Appl. Phys. Lett. 8 174 (1966)
96. Statz H.,Tang C.L. Journ.of Appl. Phys. 36 3923 (1965)
97. Bellman R. et al. Journ. of Appl. Phys. 34 780 (1963)

LEBENSLAUF

Am 19.7.1939 wurde ich in Bern geboren. Ausser den beiden ersten Primarschuljahren verbrachte ich meine Schulzeit in Bern. Nach vierjähriger Primarschule absolvierte ich das Progymnasium und anschliessend die Literarabteilung des Städtischen Gymnasiums. 1958 legte ich die Maturitätsprüfung (Typus B) ab. Nach einem im Militärdienst verbrachten Jahr immatrikulierte ich mich im Herbst 1959 an der Universität Bern und belegte als Hauptfach Physik mit den Nebenfächern Mathematik und Astronomie. Meine Lizentiatsarbeit führte ich 1965/66 am Institut für angewandte Physik unter der Leitung von Prof. K.P. Meyer durch. Als erster Studienabschluss folgte 1966 das Lizentiat. Anschliessend blieb ich als Doktorand/Assistent am Institut für angewandte Physik. Meine Haupttätigkeit bestand vorerst in Untersuchungen zur Bearbeitung von Uhrensteinen mittels Lasern, daraufhin im Aufbau und der Erprobung eines Laser-Telemeters zur Bestimmung der Entfernung von künstlichen Satelliten.